

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE D'INGÉNIEUR-DOCTEUR

PAR

Nicole LOUISNARD née GAILLARD

1^{re} THÈSE. — Utilisation et choix d'un récepteur d'infrarouge dans les problèmes de spectrométrie.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 26 Juin 1961 devant la Commission d'examen.

MM. ARNULF	<i>Président</i>
JACQUINOT	} <i>Examineurs</i>
ABEÏÈS	

Extrait de la *Revue d'Optique théorique et instrumentale*

3 et 5, boulevard Pasteur — 165, rue de Sèvres

PARIS (15^e)

1962



Digitized by the Internet Archive
in 2026

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE D'INGÉNIEUR-DOCTEUR

PAR

Nicole LOUISNARD née GAILLARD

1^{re} THÈSE. — Utilisation et choix d'un récepteur d'infrarouge dans les problèmes de spectrométrie.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 26 Juin 1961 devant la Commission d'examen.

MM. ARNULF	<i>Président</i>
JACQUINOT	} <i>Examineurs</i>
ABELÈS	

Extrait de la Revue d'Optique théorique et instrumentale

3 et 5, boulevard Pasteur — 165, rue de Sèvres

PARIS (15^e)



FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen.....J. PÉRÈS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	CUVILLIER	T	Micropaléontologie.
DE BROGLIE	T	Théories physiques.	JUNG	T	Pétrographie.
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées.	TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.
PÉRÈS	T	Mécanique des fluides et applications.	WIEMANN	T	Chimie organique et structurale.
BOURCART.....	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	JACQUINOT	T	Spectroscopie (Orsay).
PLANTEFOL	T	Botanique.	VASSY	T	Physique de l'Atmosphère.
GRASSÉ	T	Evolution des êtres organisés.	DESTOUCHES	T	Théories Physiques.
PRÉVOST	T	Chimie organique.	PRUVOST	T	Géologie.
BOULIGAND.....	T	Analyse appliquée à la Géométrie.	AMIEL	T	Chimie des Solides.
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.	HOCART.....	T	Minéralogie et Cristallographie.
WYART	T	Minéralogie et Cristallogr.	J. P. MATHIEU	T	Recherches Physiques.
TEISSIER	T	Zoologie.	COUTEAUX	T	Biol. Animale (P. C. B.).
MANGENOT	T	Biologie Vég. (Orsay).	MAY	T	Zoologie (Orsay).
AUGER.....	T	Physique quantique et Relativité.	CHOQUET.....	T	Théorie des fonctions et Topologie.
MONNIER	T	Physiologie des Fonctions.	FELDMANN	T	Biologie Végétale (P.C.B.).
PIVETEAU	T	Paléontologie.	GUINIER	T	Physique des Solides (Orsay).
ROCARD	T	Physique (E. N. S.).	JOST	T	Physiologie comparée.
CARTAN	T	Mathématiques (E. N. S.).	FORTET	T	Calcul des Probabilités.
LAFFITTE	T	Chimie Générale.	SCHWARTZ.....	T	Calcul diff. et Intégral.
FAVARD	T	Géométrie supérieure.	CHOUARD	T	Physiologie Végétale.
COULOMB	T	Physique du Globe.	MALAVARD	T	Aviation (Techn. Aéronaut.).
M ^{lle} COUSIN	T	Biologie.	BRELOT	T	Calcul différentiel.
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.	NORMANT	T	Synthèse organique générale.
DRACH	T	Zoologie.	BÉNARD	T	Chimie (E. N. S. C. P.).
KASTLER	T	Physique (E. N. S.).	BUVAT	T	Botanique (E. N. S.).
EPHRUSSI	T	Génétique.	DUGUÉ	T	Statistiques Mathématiques.
RIVIÈRE	T	Géologie (Orsay).	SOULAIRAC	T	Psychophysiologie.
GAUTHERET	T	Biologie (P. C. B.).	ULRICH	T	Physiologie Végétale (E. N. S.).
LUCAS R.	T	Recherches Physiques.	MARÉCHAL	T	Optique théorique et appliquée.
THOMAS A.	T	Biologie cellulaire.	KIRRMANN	T	Théories Chimiques.
ARNULF	T	Optique appliquée.	CHADEFAUD	T	Botanique.
MORAND	T	Physique Enseignement.	M ^{lle} LE BRETON	T	Physiologie.
SOLEILLET	T	Physique (P. C. B.).	SALEM	T	Mathématiques générales.
FORTIER	T	Mécan. expérimentale des Fluides.	LELONG	T	Mathématiques générales.
DANJON	T	Astronomie.	DEVILLERS	T	Anatomie et Histologie comparées.
PETIT	T	Biologie maritime.	EHRESMANN	T	Topologie Algébrique.
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.	FRANÇON	T	Physique (S. P. C. N.).
GALLIEN	T	Embryologie.	GLANGEAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique.
EICHORN	T	Biologie Végétale (P.C.B.).	GODEMENT	T	Mathématiques (M.P.C.).
DE CUGNAC	T	Biologie Végétale (S. P. C. N.).	PISOT.....	T	Calcul des Probabilités.
M ^{lle} CAUCHOIS	T	Chimie Physique.	ROCH	T	Géologie.
THELLIER	T	Physique du Globe.	SCHATZMAN	T	Astrophysique.
L'HÉRITIER	T	Biologie Générale (Orsay).	TERMIER	T	Paléontologie stratigraphique.
GRIVET	T	Radioélectricité (Orsay).	ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.
PONCIN	T	Mécanique Générale.	LENNUIER	T	Physique (P. C. B.).
DUBREIL	T	Arithmétique et Théorie des Nombres.	RIZET	T	Génétique (Orsay).
QUELET	T	Chimie Organique.	ROUTHIER.....	T	Géologie appliquée.
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.	M ^{me} TONNELAT	T	Relativité.
CHAMPETIER	T	Chimie Macromoléculaire.			

(suite en dernière page)

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Nom du Candidat : LOUISNARD née GAILLARD

Prénom : Nicole

Date de la soutenance : 26 Juin 1961

Numéro d'ordre : 718

1

LOUISNARD (Nicole, née GAILLARD).
— Utilisation et choix d'un récepteur d'infrarouge dans les problèmes de spectrométrie. — *Paris*, Extrait de la Revue d'Optique, 1962, 50 p., 39 fig.

Th. Ing. Doc. Paris, 1962, N° 718.

2

LOUISNARD (Nicole, née GAILLARD).
— Utilisation et choix d'un récepteur d'infrarouge dans les problèmes de spectrométrie. — *Paris*, Extrait de la Revue d'Optique, 1962, 50 p., 39 fig.

Th. Ing. Doc. Paris, 1962, N° 718.

3

LOUISNARD (Nicole, née GAILLARD).
— Utilisation et choix d'un récepteur d'infrarouge dans les problèmes de spectrométrie. — *Paris*, Extrait de la Revue d'Optique, 1962, 50 p., 39 fig.

Th. Ing. Doc. Paris, 1962, N° 718.

4

LOUISNARD (Nicole, née GAILLARD).
— Utilisation et choix d'un récepteur d'infra-rouge dans les problèmes de spectrométrie. — *Paris*, Extrait de la Revue d'Optique, 1962, 50 p., 39 fig.

Th. Ing. Doc. Paris, 1962, N° 718.

UTILISATION ET CHOIX D'UN RÉCEPTEUR D'INFRAROUGE DANS LES PROBLÈMES DE SPECTROMÉTRIE *

par M^{me} Nicole LOUISNARD

SOMMAIRE. — Pour satisfaire aux différents problèmes de spectrométrie, les photodétecteurs de rayonnement infrarouge doivent répondre à un ensemble de conditions souvent difficiles à réunir simultanément. Pour utiliser un récepteur dans les conditions optimales et pour savoir choisir pour chaque problème le récepteur le mieux adapté nous avons étudié systématiquement les rôles respectifs de chacun des paramètres dont dépendent les performances et les interactions entre ces paramètres.

L'exposé est divisé en trois parties.

La première partie rappelle l'état des connaissances théoriques et les formules qui permettent une comparaison aux résultats expérimentaux.

La seconde partie a pour but d'établir les conditions optimales d'utilisation d'un récepteur donné. Elle comprend d'abord l'exposé des méthodes de mesure qui ont été mises au point au Laboratoire de l'O. N. E. R. A.

Le banc d'essai systématique permet de déterminer les courbes de réponse spectrale des récepteurs entre 1 et 15 μ , de mesurer les pouvoirs de détection avec une précision de 20 % et les constantes de temps supérieures à 20 μ s (précision de 15 %).

Le banc d'étude point par point des surfaces sensibles permet d'explorer la surface réceptrice avec un point lumineux de 80 μ . Des différences de sensibilité de plus de 50 % sont ainsi mises en évidence entre deux points de la surface étudiée.

La méthode de l'impulsion pour la mesure des courts retards de réponse consiste à envoyer sur le récepteur une impulsion brève de forme connue et à enregistrer la forme du signal de réponse du détecteur. Le calcul de la transformée de Fourier du signal incident et du signal de réponse permet de connaître la répartition des amplitudes en fonction de la fréquence et par suite l'affaiblissement apporté par la cellule pour chaque fréquence incidente.

La mesure des réponses spectrales à partir des variations avec la température du rayonnement du corps noir est étudiée théoriquement. Les domaines d'application de cette méthode sont déterminés par le calcul grâce aux machines à calculer électroniques de l'O. N. E. R. A. Cette méthode n'est utilisable actuellement qu'entre 0,2 et 1 μ .

La troisième partie établit les principes à adopter pour choisir le récepteur le mieux adapté à chaque étude.

SUMMARY. — In order to answer the various problems of spectrometry, infrared photodetectors have to fulfil several requirements which are not always easy to meet simultaneously. The most convenient use of a receiver and the well-informed choice of the most suitable receiver for a given problem have led to a systematic study of the respective influence of every parameters governing the performance as well as of interactions between those parameters. The report is divided into three parts.

The first part recalls the state of theoretical knowledge and gives formulae allowing a comparison with experimental results.

The second part is an attempt to find the most suitable conditions for using a given receiver. First are given the measuring methods which have been developed at the O. N. E. R. A. Laboratory. The systematic testing bench makes it possible to get spectral response curves for receivers in the range 1 to 15 μ , and to measure the detecting power with a 20 % accuracy as well as time constants greater than 20 μ s (15 % accuracy). The bench for a point by point

* Thèse présentée à la Faculté des Sciences de l'Université de Paris et soutenue le 26 juin 1961 pour obtenir le titre d'Ingénieur-Docteur.

investigation of sensitive surfaces permits a scanning of the receiver surface by a light spot 80 μ . in diameter. Departures in sensitivity greater than 50 % can thus be detected between two points of the surface under test. The pulse method for measuring short response times consists in sending onto the receiver a short pulse of a known shape and to record the shape of the detector response signal. The calculation of the Fourier transform of input and output signals allows us to know the amplitude distribution in terms of frequency and eventually the attenuation produced by the cell for every input frequency. The measurement of spectral responses from changes in temperature of the black body radiation is studied theoretically. The fields of application of this method are determined by electronic computers. Presently, this method can be used only in the range 0,2-1 μ .

The third part discusses the principles required in the choice of the most suitable receiver for a given problem.

INTRODUCTION

Les photodétecteurs de rayonnement infrarouge doivent, pour satisfaire aux nombreux problèmes de spectrométrie, répondre à un ensemble de conditions souvent difficiles à réunir simultanément. Leurs principes d'utilisation sont rendus complexes par deux difficultés.

a) Les procédés de fabrication ne permettent pas en général d'obtenir, pour deux récepteurs construits de la même façon, des caractéristiques identiques. Aucune recherche n'a été effectuée à l'O. N. E. R. A. sur les modes de fabrication. Les photodétecteurs étudiés sont fabriqués en France (SAT, Drivomatic) ou à l'étranger (Mullard, Kodak, Philco).

b) Les nombreux paramètres, dont dépendent les performances, et les interactions entre ces paramètres rendent confuse l'interprétation des notices techniques et des articles publiés à l'étranger. Pour utiliser un récepteur dans les conditions optimales, nous avons donc été amenée à étudier les rôles respectifs de chaque paramètre ainsi que leurs interactions.

D'autre part, il est important de savoir déterminer le type de détecteur qui convient le mieux à un appareillage. Les problèmes de haute résolution étudiés avec des appareils de type classique à fentes nécessitent des récepteurs très sensibles. Par contre, les méthodes nouvelles (s. i. s. a. m., spectromètre à grilles O. N. E. R. A.) qui permettent un gain considérable de luminosité reportent sur des questions de géométrie de la surface sensible les difficultés de choix. D'autre part, le temps de réponse d'un spectromètre étant déterminé par le temps de réponse de son récepteur, le choix semble basé sur un compromis entre temps de réponse et sensibilité.

Les problèmes de réception pour la spectrométrie de flammes et l'étude des fluctuations ultrarapides des spectres d'émission nous ont conduite en particulier à mettre au point des méthodes de mesure et à étudier systématiquement, d'une part les principes d'utilisation propres à chaque récepteur, d'autre part les principes de choix pour chaque problème.

La première partie (ch. I et II) rappelle l'état des connaissances théoriques et les formules qui permettront une comparaison aux résultats expérimentaux (ch. I). Nous définissons également (ch. II) les termes utilisés dans cette étude pour représenter les performances.

La seconde partie a pour but d'établir les conditions optimales d'utilisation d'un récepteur.

Les chapitres III, IV et V décrivent les méthodes de mesure mises au point. Le chapitre VI contient les résultats relatifs à cette deuxième partie.

La troisième partie (ch. VII et VIII) expose les conclusions générales qui permettent de résoudre le problème du choix du récepteur pour un problème particulier.

PREMIÈRE PARTIE

I

1. Phénomènes de photoconductivité. Rappels et définitions. — La conductivité d'un cristal est fonction du nombre de ses porteurs de charge, c'est-à-dire du nombre des électrons de la bande de conduction ou des trous de la bande de valence.

$N(E) dE$ représentant le nombre d'états possibles, par unité de volume, ayant une énergie comprise entre E et $E + dE$, dans la bande de conduction, $f(E)$ la probabilité pour qu'un état d'énergie E soit occupé par un électron, n le nombre d'états occupés, c'est-à-dire le nombre d'électrons de la bande de conduction,

$$(1) \quad n = \int_{E_c}^{\infty} f(E) N(E) dE,$$

E_c étant l'énergie correspondant au bas de la bande de conduction.

La fonction de probabilité $f(E)$ pour la bande de conduction est la fonction de distribution de Fermi

$$f(E) = \frac{1}{\exp[(E - E_0)/kT] + 1};$$

E_0 , potentiel chimique, correspond à l'énergie du niveau de Fermi.

Pour $E - E_0 \gg kT$,

$$(2) \quad f(E) \simeq e^{-(E-E_0)/kT};$$

$f(E)$ se réduit à la loi de distribution de Boltzmann.

Dans le cas où les fonctions d'énergie sont sphériques et au voisinage de la bande de conduction on montre que [4]

$$(3) \quad N(E) dE = A |E|^{1/2} dE,$$

A étant une constante et E étant mesuré à partir du bas de la bande de conduction.

Dans ces conditions, le nombre d'électrons par unité de volume dans la bande de conduction est obtenu en intégrant (1)

$$(4) \quad n = N_c e^{-(E_c - E_0)/kT} = N_c e^{-E_{fn}/kT},$$

N_c étant la densité effective des états dans la bande de conduction :

$$N_c = 2 \left(\frac{2 \pi m_e k T}{h^2} \right)^{3/2};$$

m_e est la masse effective des électrons et E_{fn} la différence d'énergie entre le niveau de Fermi et le bas de la bande de conduction.

Un raisonnement semblable conduit pour le nombre p de trous de la bande de valence à une formule analogue à (4) :

$$(4 \text{ bis}) \quad p = N_v e^{-(E_0 - E_v)/kT} = N_v e^{-E_{fp}/kT};$$

N_v est la densité effective des états dans la bande de valence, E_v l'énergie du haut de la bande de valence et E_{fp} la différence d'énergie entre le niveau de Fermi et le haut de la bande de valence.

L'occupation des niveaux d'impureté est donnée [1] par une expression de la forme

$$(5) \quad n_i = \frac{N_i}{\frac{1}{2} \exp[(E_{fn} - E_i)/kT] + 1},$$

n_i étant la densité des niveaux d'impureté occupés, N_i la densité des niveaux d'impureté et E_i la différence d'énergie entre le bas de la bande de conduction et les niveaux d'impureté.

2. Excitation lumineuse. — Lorsque le cristal est soumis à une excitation lumineuse, le phénomène de photoconductivité se produit. Nous pouvons distinguer deux principes fondamentaux.

1. Génération. — L'absorption d'un rayonnement par le photoconducteur a pour effet direct la création d'électrons libres et de trous libres. La variation de conductivité qui en résulte constitue le signal du photoconducteur. L'accroissement Δn du nombre des porteurs libres est d'autant plus grand que le temps pendant lequel un électron reste dans la bande de conduction, ou un trou dans la bande de valence, est plus grand (durée de vie des porteurs). On peut donc sensibiliser un photoconducteur en augmentant la durée de vie de ses porteurs libres.

Soient γ le taux de génération des porteurs libres par excitation lumineuse et τ la durée de vie des porteurs libres :

$$(6) \quad \Delta n = \gamma \tau.$$

2. Recombinaison. — Les porteurs libres créés peuvent se recombiner par l'intermédiaire des états liés de la bande interdite. Le phénomène de recombinaison termine la vie d'un porteur libre. Le taux de recombinaison des porteurs libres, des électrons par exemple, dépend :

du nombre N des centres de recombinaison,

du nombre n des électrons libres,

de la vitesse v d'un électron libre,

de la section de capture S_n d'un électron par un centre de recombinaison.

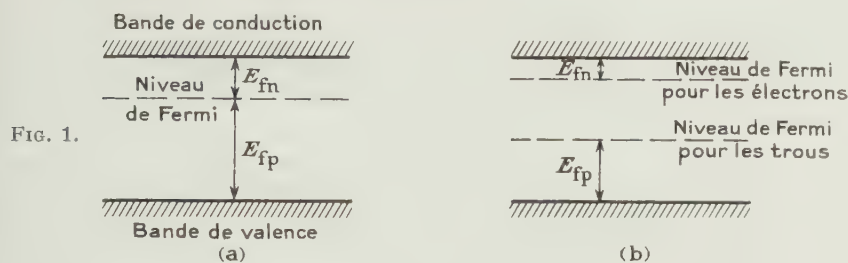
La durée de vie d'un électron libre dans la bande de conduction s'écrit donc

$$(7) \quad \tau = 1/v S_n N.$$

Ces deux principes fondamentaux vont nous permettre d'écrire l'équation de base de la photoconductivité :

$$(8) \quad \frac{dn}{dt} = \gamma - \frac{n}{\tau}.$$

Supposons un photoconducteur contenant N_i centres d'impureté d'énergie E_i par unité de volume dans la bande interdite, le taux de génération thermique des électrons à partir de ces états est fonction :



du nombre n_i des niveaux d'impureté contenant un électron ;
de la probabilité $\exp(-E_i/kT)$ pour que l'électron soit libéré,
de la durée de vie d'un électron dans cet état, soit $1/v S_n N$.
L'équation (8) s'écrit donc

$$(9) \quad \frac{dn}{dt} = \gamma - n v S_n (N_i - n_i) + n_i v S_n N_c e^{-E_i/kT}.$$

On obtient une équation analogue pour la variation du nombre des trous

$$(9 \text{ bis}) \quad \frac{dp}{dt} = \gamma - p v S_p n_i + (N_i - n_i) v S_p N_v e^{-(E_G - E_i)/kT},$$

E_G étant l'énergie d'activation du cristal.

A l'équilibre et à l'obscurité, $dn/dt = 0$, $dp/dt = 0$, $\gamma = 0$.

Les équations (4), (4 bis), (9) et (9 bis) permettent d'obtenir les résultats suivants :

$$(10) \quad E_{fn} = E_i + kT \text{Log} \frac{N_i - n_i}{n_i},$$

$$(10 \text{ bis}) \quad E_{fp} = E_G - E_i - kT \text{Log} \frac{N_i - n_i}{n_i}.$$

On voit que $E_{fn} + E_{fp} = E_G$ (fig. 1a).

A l'équilibre et en présence d'une excitation, $dn/dt = 0$, $dp/dt = 0$, $\gamma \neq 0$:

$$(11) \quad E_{fn} = kT \text{Log}(N_c/n),$$

$$(11 \text{ bis}) \quad E_{fp} = kT \text{Log}(N_v/p);$$

$$E_{fn} + E_{fp} = kT \text{Log}(N_c N_v/n p).$$

Le niveau de Fermi est séparé en deux niveaux : le niveau de Fermi pour les électrons et le niveau de Fermi pour les trous (fig. 1b).

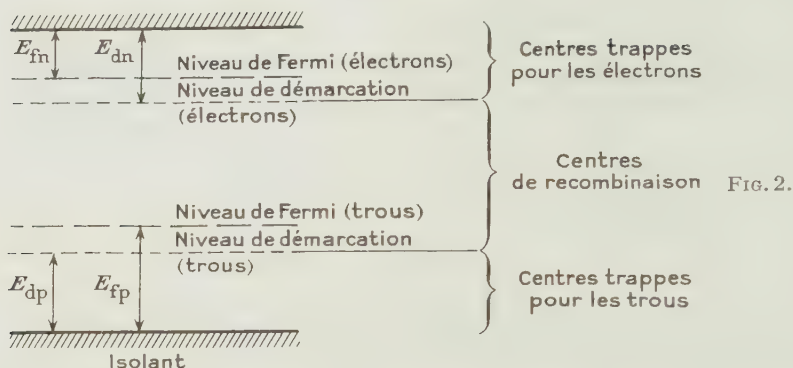
3. Centres trappes (ou pièges) et centres de recombinaison. - Ces deux niveaux de Fermi sont voisins des lignes de démarcation qui séparent dans la bande interdite les centres trappes et les centres de recombinaison.

La ligne de démarcation pour les électrons est en fait déterminée par la condition

$$(12) \quad n_i p v S_p = n_i S_n N_c v e^{-E_{dn}/kT},$$

E_{dn} étant la différence d'énergie entre le bas de la bande de conduction et la ligne de démarcation pour les électrons.

La condition traduite par l'équation (12) exprime que la probabilité pour qu'un



électron soit excité dans la bande de conduction par énergie thermique est égale à la probabilité pour qu'il se recombine avec un trou.

L'équation (12) permet de déterminer la position exacte de la ligne de démarcation. On trouve

$$(13) \quad E_{dn} = E_{fp} - kT \operatorname{Log} \frac{S_p}{S_n} - \frac{3kT}{2} \operatorname{Log} \frac{m_t}{m_e}$$

et

$$(13 \text{ bis}) \quad E_{dp} = E_{fn} + kT \operatorname{Log} \frac{S_p}{S_n} + \frac{3kT}{2} \operatorname{Log} \frac{m_t}{m_e},$$

m_t étant la masse effective des trous.

La figure 2 schématise ces résultats.

4. Transitions. — Il y a trois types possibles de transitions dues à l'absorption du rayonnement :

un électron passe directement de la bande de valence à la bande de conduction, créant une paire libre électron-trou ;

l'électron passe d'un centre d'impureté à la bande de conduction, produisant un électron libre et un trou lié ;

l'électron passe de la bande de valence à un centre d'impureté produisant un trou libre et un électron lié.

Le processus de recombinaison est inverse du processus de génération et les transitions possibles sont également de trois types :

transitions transportant un électron depuis la bande de conduction jusqu'à la bande de valence ;

transitions depuis la bande de conduction jusqu'à un centre d'impureté contenant un trou ;

transitions depuis un centre d'impureté jusqu'à un trou de la bande de valence.

Quand l'électron est excité dans la bande de conduction, il se déplace par agitation thermique, subit de nombreuses collisions avec le réseau puis est capturé par un état lié. Si cet état lié se trouve tout proche de la bande de conduction (centre trappe), il sera rapidement réexcité dans la bande de conduction par agitation thermique puis à nouveau capturé par un état lié. Si cet état lié est loin de la bande de conduction (centre de recombinaison), l'électron se recombinera avec un trou libre avant d'avoir pu être réexcité et son existence libre sera terminée jusqu'à

ce qu'un nouveau photon vienne lui communiquer une énergie suffisante pour recommencer le cycle. Le passage de la bande de conduction à la bande de valence peut donc se faire en plusieurs étapes. Seul, le temps passé par l'électron libre dans la bande de conduction est appelé durée de vie de l'électron libre. C'est la *durée de vie effective* qui est donc inférieure à la durée de l'état excité. Les trappes ont donc pour effet de diminuer la durée de vie effective du porteur qu'elles affectent.

D'autre part, la conductivité étant liée au nombre des porteurs libres situés respectivement dans les bandes de valence et de conduction, l'effet de trappes, en diminuant les durées de vie effectives des porteurs, diminue aussi l'accroissement de conductivité.

5. Retard de réponse. — C'est le temps au bout duquel s'établit le signal après le début de l'illumination. Il diffère de la durée de vie des porteurs libres lorsque l'effet de trappes se manifeste. En effet, sous l'action du rayonnement, la densité des porteurs libres croît mais la densité des porteurs « piégés » augmente dans la même proportion et l'équilibre est donc plus long à atteindre. De même, quand l'illumination cesse, les trappes doivent se vider de leurs porteurs et l'équilibre n'est atteint que lorsque trappes et bande de conduction sont revenues à l'état initial. On voit ainsi que bien que les durées de vie soient diminuées par les trappes, les retards de réponse ne suivent pas forcément la même loi.

Lorsque l'illumination est très forte, les densités des porteurs libres deviennent égales ou supérieures aux densités des porteurs trappés et le retard de réponse doit se rapprocher de la durée de vie.

6. Effet photomagnétoélectrique. — Cet effet, appelé effet p. m. e., est une application directe de l'effet Hall [2].

Considérons un barreau semi-conducteur illuminé sur une face (fig. 3). En l'absence de champ extérieur, il se produit un courant de diffusion des électrons et des trous dans la direction de la lumière jusqu'à ce qu'il y ait recombinaison des paires électron-trou. L'équilibre électrique se conservant, les densités de courant dues aux trous et aux électrons sont égales et de signes contraires. Si l'on suppose que les mobilités des électrons et des trous sont les mêmes, les accroissements Δn et Δp des densités d'électrons et de trous par rapport à l'obscurité sont égaux.

Appliquons un champ magnétique parallèlement à la face illuminée (dirigé suivant Oz); ce champ dévie les courants de diffusion des électrons en faisant apparaître une composante électrique perpendiculaire au champ et à la lumière valant θ_H fois la composante due aux courants de diffusion des électrons. θ_H est l'angle de déviation de Hall. De même, il dévie les courants de diffusion des trous. Finalement, les deux composantes suivant Ox se détruisent et la composante résultante suivant Oy a pour valeur

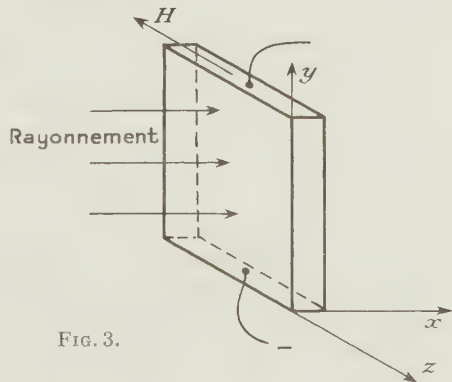


FIG. 3.

$$(14) \quad V = 2 R \theta_H e D \Delta n d,$$

d étant l'épaisseur de l'échantillon, e la charge de l'électron, D le coefficient de diffusion, Δn l'excès de densité des électrons par rapport à l'équilibre et R la résistance de l'échantillon.

7. *Effet photovoltaïque et photodiodes* [2 à 4]. — Soit une jonction **pn** à laquelle on applique une tension V mesurée dans le sens **np**.

Le courant J qui traverse la jonction s'écrit

$$(15) \quad J = J_s (e^{eV/kT} - 1),$$

J_s étant une constante et e la charge de l'électron.

On voit que si V est positif, ce courant croît avec V (le poids de la barrière de potentiel décroît de la valeur V et le nombre des électrons qui passent dans la région **p** augmente). Par contre, si V est négatif (aucun électron ne peut plus passer dans la région de type **p**) le seul courant possible est un courant de diffusion qui est le courant de saturation égal à $-J_s$.

On montre que

$$(16) \quad J_s = e \left(\frac{p_n D_p}{L_p} + \frac{n_p D_n}{L_n} \right),$$

p_n (ou n_p) étant le nombre de trous dans la région de type **n** (ou d'électrons dans la région **p**), D_p (ou D_n) le coefficient de diffusion des trous dans la région **n** (ou des électrons dans la région **p**) et L_p (ou L_n) la longueur de diffusion des trous dans la région **n** (ou des électrons dans la région **p**).

Sous l'effet d'une excitation lumineuse la densité des porteurs minoritaires au voisinage de la jonction est modifiée. Le courant de saturation J_s est proportionnel à l'intensité de la lumière incidente.

Une jonction **pn** polarisée par une tension V négative peut donc être utilisée pour détecter un rayonnement incident. Elle constitue une photodiode.

Le bruit de fond prédominant d'une photodiode est un bruit en $1/f$. Ce bruit disparaît lorsque la tension $V = 0$, le rapport du signal au bruit, calculé théoriquement, est alors maximum pour cette valeur $V = 0$.

L'effet photoconductif correspondant à cette valeur particulière $V = 0$ est appelé effet photovoltaïque. Cet effet se manifeste dès qu'on est en présence d'une barrière de potentiel soumise à un rayonnement incident.

Les jonctions **pn** et les barrières de potentiel ont des performances inférieures à celles d'un photoconducteur uniforme mais des questions de technologie rendent actuellement leur fabrication plus facile.

II. Définitions

Les performances des récepteurs étudiés seront présentées à partir des notions suivantes.

1. *Réponse $\mathcal{R}$* . — C'est le rapport du signal de sortie S du détecteur, exprimé en volts, au signal à l'entrée, c'est-à-dire à la puissance du rayonnement incident W

exprimée en watts. En général, la courbe du signal en fonction de l'énergie incidente présente une partie rectiligne qui correspond à une valeur constante de la réponse.

La réponse varie avec la longueur d'onde et il est indispensable de préciser la courbe

$$(17) \quad \mathcal{R}(\lambda) = S(\lambda)/W(\lambda)$$

qui définit la réponse spectrale du récepteur.

Il est quelquefois commode d'utiliser la notion de réponse au rayonnement du corps noir. Dans ce cas, on écrit

$$(17 \text{ bis}) \quad \mathcal{R} = \frac{\int_0^\infty S(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty W(\lambda) d\lambda} = \frac{\int_0^\infty \mathcal{R}(\lambda) W(\lambda) d\lambda}{\sigma T^4},$$

σT^4 étant l'énergie totale rayonnée par le corps noir à $T^\circ \text{ K}$ (loi de Stefan).

2. Bruit de fond B . — Le signal électrique obtenu sous l'effet d'un rayonnement est toujours relié à l'énergie incidente par une loi simple souvent linéaire, mais si l'on diminue progressivement cette énergie, on atteint un seuil d'énergie au delà duquel la réponse du récepteur ne varie plus. Le signal dû au rayonnement devient inférieur à l'ensemble des tensions parasites appelées « bruit de fond » dont nous allons rappeler l'origine.

Bruit de Johnson. — En l'absence de tout courant, le mouvement aléatoire des porteurs de charge entraîne des fluctuations dans leur nombre et leur vitesse et crée, par conséquent, des fluctuations de tension aux extrémités du conducteur. La formule de Nyquist donne la valeur du carré moyen de cette tension :

$$(18) \quad \overline{V}^2 = 4 k T R \Delta f,$$

k étant la constante de Boltzmann, T la température absolue de la couche, R sa résistance et Δf la bande passante utilisée pour la mesure de $\overline{V}$.

Bruit de génération-recombinaison. — Nous avons vu que lorsque le photoconducteur est soumis à un éclairage, l'énergie incidente libère de nouveaux porteurs de charge dans la bande de conduction qui, après un certain temps, se recombinent dans la bande de valence. Les fluctuations dans le taux de génération, dans le processus de recombinaison et dans la durée de vie sont l'origine du bruit de génération-recombinaison. Ce bruit est donc fonction de la durée de vie et du nombre des porteurs de charge. Il est donc aussi fonction de la température du réseau et on le diminue en refroidissant la couche sensible.

On admet [5] pour le carré moyen de la fluctuation une expression de la forme

$$(19) \quad \overline{v_B}^2 = 4 i^2 \tau \Delta f / n_0 [1 + (2 \pi f \tau)^2],$$

où n_0 est le nombre des porteurs de charge, τ la durée moyenne de vie, i le courant moyen dans la couche et f la fréquence étudiée.

Bruit en $1/f$. — Les origines de ce bruit sont les plus difficiles à localiser. Il groupe

un ensemble de bruits semblant provenir des défauts de surface, des imperfections du réseau cristallin, des variations des résistances de contact. Il est sensible pour des fréquences inférieures à 10 000 Hz et peut se représenter par une expression de la forme

$$(20) \quad \bar{v}_B^2 = k \frac{i^x}{f^y} \Delta f ;$$

on trouve expérimentalement $x \simeq 2$ et $y \simeq 1$.

Il dépend des formes géométriques du semi-conducteur mais les diverses formules proposées expérimentalement ne concordent pas. Théoriquement, cette source de bruit pourrait être évitée. Elle n'est pas inhérente à un phénomène physique mais due à des imperfections. En fait, il existe toujours un bruit en $1/f$ et souvent suffisamment important pour surpasser les autres aux basses fréquences.

Il ne doit pas être confondu avec l'effet « flicker » qui crée également dans les valves un bruit en $1/f$ et qui est fonction de la nature de la cathode.

Remarquons que bien souvent les bruits de génération-recombinaison et le bruit en $1/f$ sont groupés dans le terme bruit de courant car ils ne se manifestent qu'en présence d'un courant. En réalité, ils sont d'origines très diverses puisque le premier est inhérent au processus d'absorption et le second est dû à des imperfections.

Bruit de rayonnement. — C'est la limite imposée à un détecteur idéal car il est dû à la nature du rayonnement incident qui comprend le rayonnement parasite ambiant et le rayonnement direct que l'on étudie. On sait, en effet, que sur un nombre n de photons incidents, il existe une fluctuation aléatoire dont la valeur du carré moyen est $\Delta n^2 = n$.

Le rayonnement ambiant parasite se comporte à peu près comme le rayonnement d'un corps noir dont la température est généralement de 20° C. Il est donc d'autant plus gênant que la cellule répond à des longueurs d'onde plus grandes.

Les fluctuations dans le rayonnement direct appelées bruit de photon sont toujours négligeables devant le bruit propre des récepteurs d'infrarouge et le bruit dû au rayonnement ambiant.

Nous ne parlerons pas ici de l'effet shot, du bruit thermique, de l'effet « flicker » qui ne concernent pas les récepteurs photoconducteurs.

3. Pouvoir de détection D . La valeur de la réponse ne suffit pas pour connaître les plus faibles niveaux d'énergie décelables puisque la limite est imposée par la valeur du bruit de fond. Il faut donc introduire la valeur du rapport signal/bruit S/B . On définit le pouvoir de détection par le rapport de S/B à l'énergie incidente W exprimée en watts :

$$(21) \quad D = (S/B)/W .$$

Comme la réponse, le pouvoir de détection est fonction de la longueur d'onde du rayonnement incident. En dehors du domaine de linéarité de réponse de la cellule en fonction du flux incident, il dépend également de l'énergie incidente. Une autre notation utilisée par Clark Jones est le NEP ou *puissance équivalente de bruit* (noise equivalent power) qui est l'inverse du pouvoir de détection.

Le terme de « *noise equivalent input* » NEI est relatif à l'unité de surface A du récepteur :

$$(22) \quad \text{NEI} = \text{NEP}/A.$$

Selon le processus de détection et le bruit limite du récepteur, on peut calculer des valeurs théoriques pour la puissance équivalente de bruit [6].

On définit également un pouvoir de détection dans des conditions de référence précises en utilisant les deux hypothèses suivantes [7].

a) En général, surtout lorsque le bruit limite est le bruit de rayonnement, le pouvoir de détection est une fonction de la surface utile du récepteur. Clark Jones établit que $D A^{1/2} = \text{Cte}$. Les cas où cette relation n'est pas vérifiée sont ceux où les propriétés par unité de surface dépendent de la surface entière et ne sont pas uniformes. Souvent, avec les couches déposées par évaporation des cellules photoconductrices, la sensibilité n'est pas uniforme sur toute la surface.

b) D'autre part, la tension de bruit varie comme $\Delta f^{1/2}$.

Le pouvoir de détection de référence est donc, représenté par le symbole D^* , $D^* = (A \Delta f)^{1/2} D$, qui s'exprime en cm. $\text{Hz}^{1/2}/\text{W}$.

4. *Constante de temps* τ . — Nous avons vu (ch. I) que le retard de réponse d'une couche semi-conductrice est relié à la durée de vie des porteurs de charge. Ce retard de réponse est caractérisé par la constante de temps du détecteur.

Constante de temps d'un récepteur et durée de vie des porteurs sont représentés par le même symbole τ mais il est bien entendu que ces deux définitions ne sont pas identiques.

Constante de temps de réponse τ_r . — D'une façon générale, elle est définie à partir de la fonction de réponse $\mathcal{R}$:

$$(23) \quad \tau_r = \mathcal{R}_M^2/4 \int_0^\infty [\mathcal{R}(f)]^2 df,$$

$\mathcal{R}_M$ étant la réponse maximum.

Dans le cas où le rayonnement est modulé sinusoidalement à la fréquence f et où une seule constante de temps intervient, l'équation différentielle de la réponse (voir ch. I) donne une solution simple pour l'amplitude :

$$(24) \quad \mathcal{R}(f) = \mathcal{R}_M (1 + \omega^2 \tau^2)^{-1/2},$$

avec $\omega = 2 \pi f$.

On a coutume d'exprimer l'affaiblissement d'un signal par rapport au maximum en décibels, c'est-à-dire par $20 \log (\mathcal{R}_M/\mathcal{R})$. La constante de temps est égale à

$$(25) \quad \tau = 1/2 \pi f_3,$$

f_3 étant la fréquence pour laquelle l'affaiblissement du signal est de 3 dB.

Quand le signal n'est pas sinusoidal, on peut le décomposer en série de Fourier. L'amplitude de chaque composante est affaiblie en fonction de sa fréquence et la réponse représente la somme des différentes composantes affaiblies.

Si le signal a la forme d'un échelon, l'équation différentielle de la réponse (8) donne, après intégration, $\mathcal{R} = \mathcal{R}_M (1 - e^{-t/\tau})$. La constante de temps représente alors le temps mis pour atteindre une amplitude de réponse égale à $1 - e$ de la réponse maximum.

DEUXIÈME PARTIE

III

1. Banc d'essai. Description (fig. 4). — Le monochromateur utilisé est un appareil soustractif de Desvignes à prismes en sel gemme. La source N est un filament de Nernst dont on projette l'image sur la fente d'entrée f , soit par le trajet optique ABC , soit par le trajet ADC ; le passage d'un trajet à l'autre se fait par la translation des miroirs M_1 et M'_1 . Sur le trajet ABC , le flux peut être « haché » à une fréquence comprise entre 10 et 30 000 Hz. Pour couvrir cette gamme de fréquences, on dispose d'un moteur, dont la vitesse de rotation est variable de façon continue entre 60 et 4 500 tr/mn et de trois disques de 254 mm de diamètre, ayant respectivement 30, 90 et 400 fentes. Le trajet ADC sert de référence.

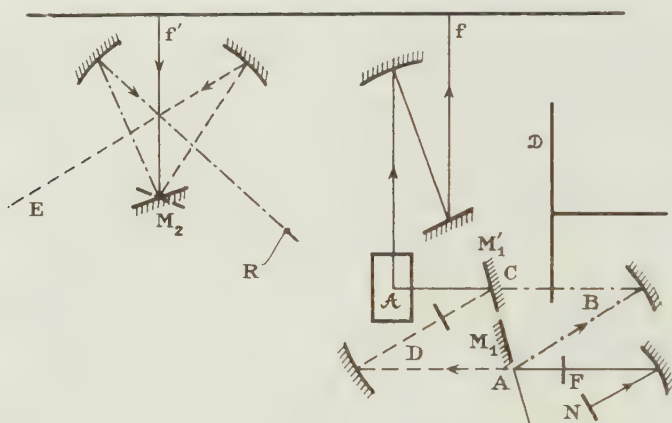


FIG. 4. — N , filament de Nernst ; $\mathcal{D}$, disque modulateur du faisceau de mesure ; f , fente d'entrée du monochromateur ; f' , fente de sortie ; R , récepteur ; E , étalon ; — — — — — trajet de référence ; — · — · — · — trajet de mesure.

L'ensemble $\mathcal{A}$ est constitué par un groupe de deux miroirs inclinés à 45° qui transforment l'image horizontale du filament en une image verticale parallèle à la fente d'entrée du monochromateur. Un second système photométrique à double faisceau se trouve à la sortie du monochromateur. Le flux lumineux peut être envoyé sur le récepteur à étudier ou sur un récepteur thermique de référence. Le passage de l'une à l'autre voie s'effectue par rotation du miroir M_2 . Il est également possible de comparer entre eux deux récepteurs en les plaçant chacun sur une branche de sortie.

L'avantage de ce dispositif est d'éviter le rayonnement parasite du disque modulateur, qui se trouve filtré par le monochromateur. Une grande souplesse d'utilisation permet l'adaptation de tous les types de détecteurs. On dispose en outre d'un amplificateur qui peut être accordé sur quatre fréquences 125, 1 000, 10 000 et 30 000 Hz avec des largeurs de bande respectives $\Delta f = f/10$.

2. Refroidissement des récepteurs. — Le refroidissement des cellules au sulfure de

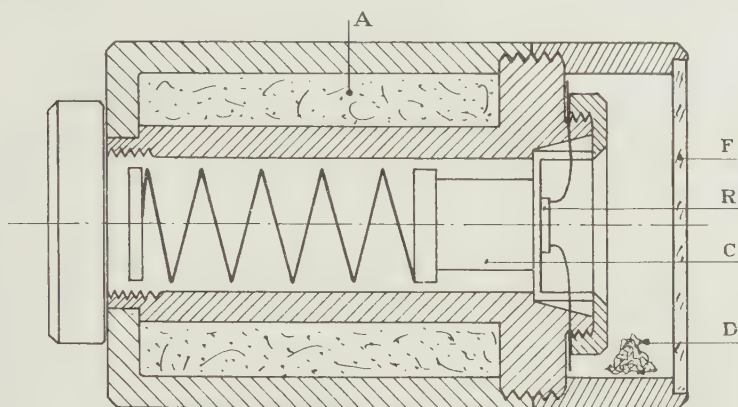


FIG. 5. — A, amiante ; F, fenêtre en sel ; R, récepteur ; C, carboglace ; D, desséchant.

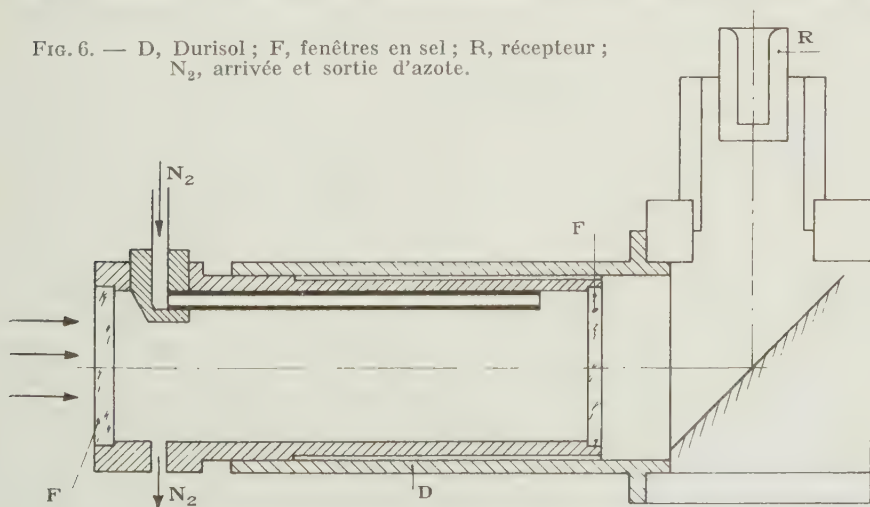
plomb à la température de la neige carbonique s'effectue très simplement en plaçant contre la face arrière de la couche sensible un bâtonnet de carboglace. L'enveloppe extérieure de ce bâtonnet doit être isolante. En général, ces cellules se présentent sous la forme d'un vase de Dewar, ce qui permet un refroidissement d'une vingtaine de minutes. Les cellules constituées d'un dépôt chimique sont montées à l'extrémité d'un cylindre creux en plexiglas. Le noyau central est isolé par de la bourre d'amiante (fig. 5).

Le refroidissement à -196°C peut être obtenu de deux façons.

Le premier procédé consiste à verser directement de l'azote liquide dans le vase de Dewar qui constitue le récepteur. Cette opération assez délicate est simplifiée par la présence d'une réserve d'azote liquide placée directement en communication avec le vase. On peut ainsi augmenter la durée de fonctionnement du récepteur et la période de stabilité de la réponse.

Pour s'affranchir du dépôt de condensation sur les contacts du récepteur, qui

FIG. 6. — D, Durisol ; F, fenêtres en sel ; R, récepteur ;
N₂, arrivée et sortie d'azote.



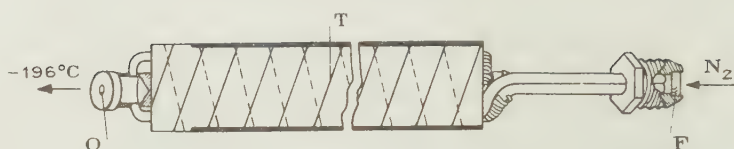


FIG. 7. — N_2 , arrivée d'azote à 100 kg/cm^2 ; F, filtre; T, tube fin; O, orifice.

risqueraient de shunter le signal, il est nécessaire de les isoler au préalable par un dépôt de graisse aux silicones. De plus, il se produit souvent sur la fenêtre des récepteurs une condensation de vapeur d'eau qui absorbe le signal incident. Pour l'éviter, nous faisons circuler devant la cellule un courant d'azote sec à l'intérieur d'une enceinte en bois fermée par une fenêtre en sel (fig. 6).

Le deuxième procédé de refroidissement utilise la détente, par effet Joule-Thomson, de l'azote comprimé à une pression de 100 kg/cm^2 environ. La détente est effectuée dans un petit cryostat (fig. 7) constitué d'un tube métallique mince enroulé en spirale sur un mandrin et terminé par un orifice fin. Le diamètre extérieur de la spirale s'ajuste à l'intérieur du vase de Dewar du détecteur. Le gaz doit être parfaitement sec et propre. Ce procédé permet un fonctionnement continu du récepteur sans nécessiter l'assèchement de la fenêtre par une circulation d'azote. Il est donc à préconiser dans tous les cas où c'est possible. Le cryostat utilisé est de fabrication américaine et adapté au diamètre des cellules Philco. D'autres cryostats sont fabriqués par Santa Barbara Research Center et ont fait l'objet d'une publication [8].

3. Stabilité de réponse des détecteurs. — Les détecteurs alimentés par une tension continue présentent souvent au début de leur utilisation une période d'instabilité due à l'échauffement par effet Joule s'étendant de quelques minutes à 1 h environ. Les récepteurs Kodak, en particulier, n'atteignent un équilibre qu'après 1 h de fonctionnement (fig. 8).

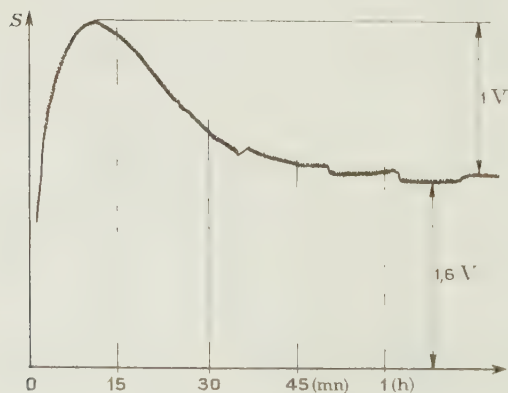


FIG. 8. — Cellule Kodak.

D'autre part, certaines techniques de fabrication ne permettent pas d'assurer la stabilité de la réponse au cours des mois. Il se produit un vieillissement de ces récepteurs. Les cellules Drivomatic au sulfure de plomb ont montré une baisse de sensibilité supérieure à 50 % en quelques mois.

4. Défauts de la surface sensible. — Des irrégularités de sensibilité sur la surface du récepteur peuvent fausser complètement les conclusions de notre étude et donner une idée inexacte de leurs performances et de leur fidélité. Ces défauts sont d'autant plus gênants que le flux incident est concentré sur la surface du récep-

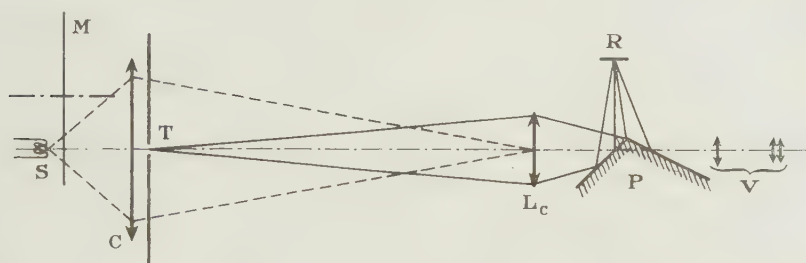


FIG. 9. — R, surface du récepteur ; V, viseur d'observation.

teur. C'est le cas de tous les problèmes de spectrométrie où l'on cherche à recueillir tout le flux issu du spectromètre.

Nous avons donc essayé de connaître l'ordre de grandeur de ces défauts et de tracer les contours des régions d'égale sensibilité.

Ces mesures sont effectuées au moyen du montage suivant (fig. 9) : la source S est une lampe à filament boudiné. Le condenseur C en projette une image sur l'objectif L_c . Le flux est modulé par le disque M. Un trou T, de 0,2 mm de diamètre, placé après le condenseur, peut être déplacé suivant deux axes rectangulaires, dans un plan perpendiculaire à l'axe optique. L'objectif L_c forme une image de ce trou sur la surface sensible étudiée avec un agrandissement de 1/4. Le prisme P aluminisé sur deux faces permet l'observation visuelle de la surface sensible à l'aide du viseur V. On peut ainsi, d'une part, faire une mise au point facile de l'image du trou sur la surface sensible et, d'autre part, repérer la position de cette image par rapport à la surface géométrique du récepteur ou à ses électrodes.

Le diamètre de l'image du trou explorateur dans le plan de la surface sensible est au maximum de 80 μ . On peut repérer ses déplacements transversaux avec une précision de 0,02 mm.

Les résultats sont représentés par les courbes de la figure 10 obtenues avec différents types de cellules. Les irrégularités de la surface dépendent beaucoup du mode de fabrication. Les cellules Drivomatic présentent des surfaces très irrégulières comportant un point très sensible noyé dans une surface quelque trois fois moins sensible. Il est donc nécessaire pour ces cellules de les affecter d'un coefficient de surface réduite qui permet d'assimiler leurs performances à celles d'une surface homogène.

On voit que les cellules obtenues par dépôt chimique ont une surface plus uniforme que les couches évaporées sous vide.

5. Possibilités de mesures au banc d'essai et précision des résultats. — 1. *Mesure du pouvoir de détection monochromatique pour quatre fréquences.* — L'énergie du flux incident issu du monochromateur est concentrée sur la surface sensible du détecteur dont on mesure le signal. Cette énergie est ensuite envoyée sur la thermopile de référence étalonnée au préalable avec le rayonnement d'un corps noir. L'énergie incidente est ainsi connue avec une précision de 10 à 20 %. Les mesures du rapport signal/bruit sont effectuées à l'aide de l'amplificateur accordé sur quatre fréquences, en présence du rayonnement ambiant à 20° C environ. Pour

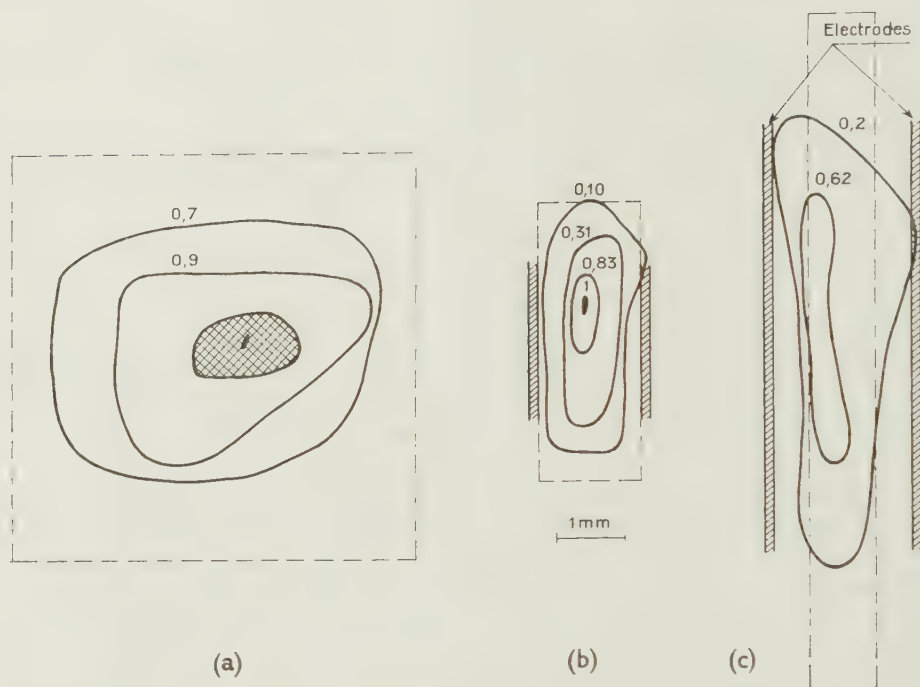


FIG. 10. — a) Cellule Kodak, dépôt chimique de sulfure de plomb ; b) cellule Drivomatic, évaporation sous vide de sulfure de plomb ; c) cellule SAT, évaporation sous vide de tellurure de plomb.

les mesures du pouvoir de détection, ce rapport est ramené à une largeur de bande de 1 Hz en divisant par la racine carrée de la bande passante. La précision finale sur le pouvoir de détection est de l'ordre de 20 %.

2. Mesure de la réponse spectrale. — Les courbes de réponse spectrale sont relevées point par point. Pour chaque longueur d'onde on ramène la valeur de l'énergie incidente à une valeur constante contrôlée par le faisceau de référence, en faisant varier la largeur de la fente intermédiaire du monochromateur soustractif. Les variations qui en résultent sur l'intervalle spectral isolé $\Delta\lambda$ sont liées aux caractéristiques géométriques du monochromateur et à la dispersion D d'un des prismes,

$$D = \frac{di}{d\lambda} = \frac{e}{L} \frac{dn}{d\lambda} = \frac{100}{60} \frac{dn}{d\lambda},$$

i étant l'angle d'émergence du prisme, $e = 100$ mm l'épaisseur maximum de sel traversé et $L = 60$ mm la largeur du faisceau dans le prisme.

L'étalement x , dans le plan de la fente intermédiaire, de l'intervalle spectral $\Delta\lambda$ est

$$x = f D \Delta\lambda = 550 \times \frac{100}{60} \frac{dn}{d\lambda} \Delta\lambda.$$

En se limitant à une largeur maximale de la fente intermédiaire égale à 2 mm,

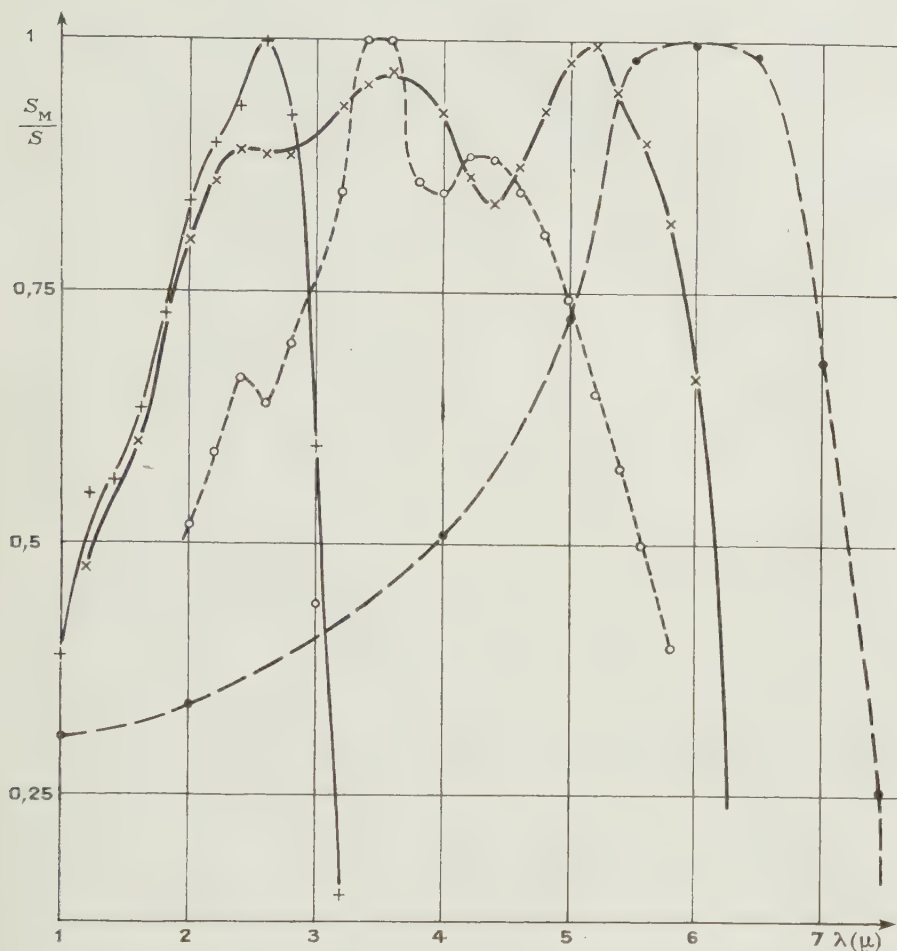


FIG. 11. ——— cellule PbSe à -196°C , ——— cellule PbS à 20°C , - - - - cellule PbTe à -196°C , - - - - cellule photorésistante InSb.

le plus grand intervalle spectral isolé est donné par

$$\Delta\lambda_{\max} = \frac{1}{dn/d\lambda} 0,0022;$$

pour	$\lambda = 1 \mu$,	$\Delta\lambda_{\max} = 0,18 \mu$;
pour	$\lambda = 5 \mu$,	$\Delta\lambda_{\max} = 0,7 \mu$;
pour	$\lambda = 10 \mu$,	$\Delta\lambda_{\max} = 0,34 \mu$.

Ce calcul permet de fixer un ordre de grandeur de la précision obtenue sur la courbe de réponse spectrale. Cette précision ultime est encore acceptable dans notre cas pour fixer les limites de sensibilité de chaque récepteur. Elle est évidemment dix fois meilleure si l'on peut utiliser une fente de $0,2 \text{ mm}$.

La figure 11 donne l'allure des courbes de réponse spectrale des différents détec-

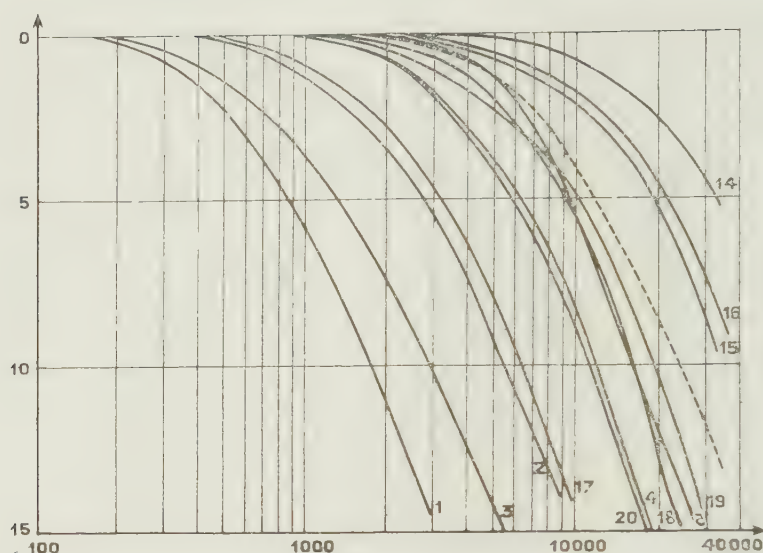


FIG. 12. — En abscisse, fréquence en hertz ; en ordonnée, affaiblissement du signal en décibels $-20 \log (S_M/S)$. En tirets, courbe théorique pour $\tau = 20 \mu s$.

teurs étudiés. Les ordonnées représentent les réponses relativement au maximum de sensibilité.

6. Mesure des retards de réponse. — Le banc d'essai permet de tracer les courbes de réponse des détecteurs en fonction de la fréquence entre 0 et 30 000 Hz. Cette méthode de mesure est discutée plus loin dans le chapitre consacré aux mesures des retards de réponse. Les courbes obtenues pour différents détecteurs sont représentées sur la figure 12. La loi $S = S_M (1 + \omega^2 \tau^2)^{-1/2}$ est représentée en pointillés pour $\tau = 20 \mu s$. Elle est à peu près vérifiée par les détecteurs jusqu'à la fréquence étudiée. On peut donc calculer les constantes de temps à partir de ces courbes en utilisant la fréquence pour laquelle l'affaiblissement est de 3 dB.

La précision obtenue sur τ est calculée à partir de la valeur

$$\tau^2 = \frac{(S_M/S)^2 - 1}{\omega^2}, \quad \frac{d\tau}{\tau} = \frac{df}{f} + \left(\frac{S_M}{S_M - S} \right)^2 \frac{dS}{S}.$$

Les fréquences sont connues avec une précision $df/f = 2/100$. Pour le signal on peut admettre $dS/S = 1/100$.

Pour un affaiblissement de 3 dB, $S_M/(S_M - S) = 3,45$; on a donc

$$\frac{d\tau}{\tau} = \frac{2}{100} + \frac{3,45^2}{100} = 14 \%.$$

Pour les cellules dont les constantes de temps sont supérieures à $20 \mu s$ le banc d'essai permet des mesures suffisamment précises.

Pour les constantes de temps de l'ordre de $1 \mu s$ l'affaiblissement à 30 000 Hz est encore trop faible pour pouvoir donner des résultats précis et nous utilisons une autre méthode décrite dans le chapitre IV.

IV. Etude des retards de réponse

Particulièrement importante à l'O. N. E. R. A. où l'on recherche des détecteurs à très court retard de réponse, cette étude a été entreprise par deux méthodes et a permis de dégager les résultats indiqués au chapitre VI.

1. **Première méthode.** — Appliquée grâce au banc d'essai des cellules, elle consiste à hacher le flux incident avec un disque à fentes et à mesurer la tension de signal S du détecteur en fonction de la fréquence de modulation.

Nous avons vu que si le flux incident est modulé sinusoidalement avec une pulsation $\omega = 2 \pi f$ (f , fréquence de modulation),

$$S = S_M (1 + \omega^2 \tau^2)^{-1/2} .$$

En pratique, si l'on utilise un disque à fentes comme modulateur, la forme du signal n'est pas sinusoidale mais dépend de la largeur relative du faisceau lumineux et des fentes du modulateur. Si la section transversale du faisceau lumineux est uniformément éclairée, la forme du signal est en général trapézoïdale (triangulaire dans le cas où la section du faisceau est égale à la largeur d'une fente). Le signal contient alors, en plus de la fréquence fondamentale, des harmoniques dont l'intensité est fonction de la forme du trapèze (rapport de ses bases). Le calcul de l'intensité de ces harmoniques a été effectué, pour différentes valeurs du rapport k de la grande base à la somme des bases du trapèze, à partir du développement en série de Fourier du signal S ,

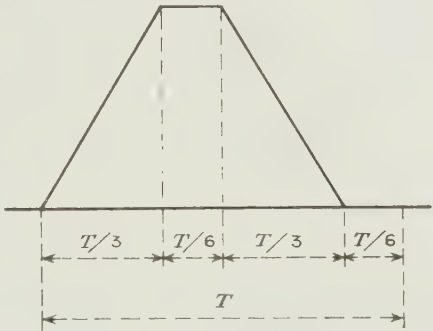


FIG. 13. $k = (5T/6)/T = 0,83$.

$$S = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{4}{\pi^2 (2k - 1)} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos n\pi(1 - k) - \cos n\pi k}{n^2} \cos n\omega t \right]$$

ou encore

$$S = \frac{1}{2} + a \cos \omega t + b \cos 3\omega t + c \cos 5\omega t + d \cos 7\omega t ,$$

TABLEAU I

Forme du signal	k	a	b	c	d
Carré	0,5	+ 0,636	— 0,212	+ 0,127	— 0,091
Trapèze	0,54	+ 0,625	— 0,205	+ 0,117	— 0,077
Trapèze	0,61	+ 0,615	— 0,174	+ 0,072	— 0,025
Trapèze (fig. 13)	0,83	+ 0,525	0	— 0,021	— 0,011
Triangle	1	+ 0,4	+ 0,044	+ 0,016	+ 0,008

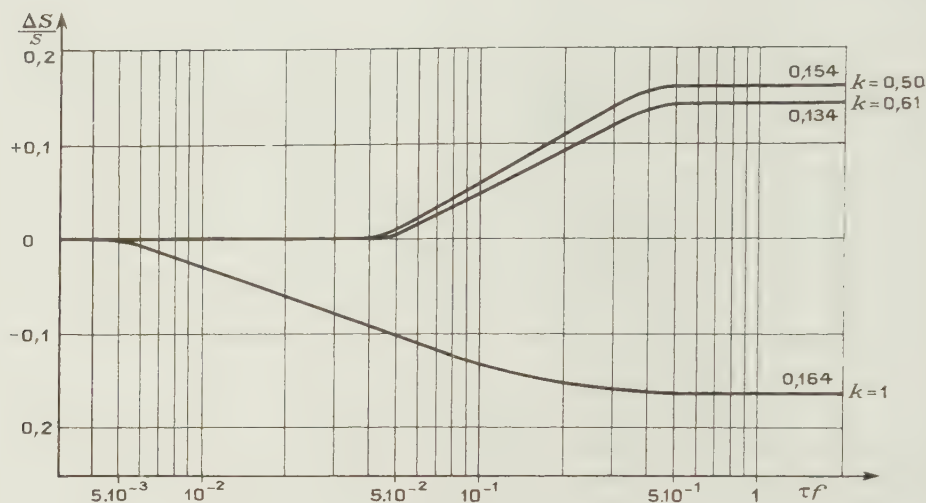


FIG. 14.

a , b , c , d désignant respectivement les intensités du fondamental $n = 1$ et des harmoniques impairs $n = 3, 5, 7$, les harmoniques pairs étant tous nuls.

On voit (tableau I) que la valeur $k = 0,83$ (signal de la fig. 13) correspond à la forme la plus proche du signal sinusoïdal. Pour se placer dans ces conditions, on peut agir sur la largeur des fentes du modulateur (par exemple par diaphragmation du faisceau dans le plan de l'image du modulateur). On peut encore faire varier la largeur du faisceau lumineux en déplaçant longitudinalement le plan du disque. Dans le cas où il est impossible pour des raisons mécaniques d'obtenir un signal proche de la sinusoïde, il est nécessaire d'effectuer une correction sur les résultats. Cette correction est d'autant plus importante que le détecteur affaiblit peu le signal. En fait, pour chaque forme de signal, il existe un ensemble de valeurs du produit τf pour lequel la correction est nécessaire et en dehors duquel elle est négligeable.

Appelons S_1 la mesure effectuée avec un signal trapézoïdal (rapport k) de fréquence f . Seule la partie modulée du signal étant perçue par l'appareil de mesure, on peut écrire

$$(26) \quad S_1 = a \cos \omega t + b \cos 3\omega t + c \cos 5\omega t.$$

Soient s_1 , s_2 , s_3 les mesures effectuées avec le même appareil de mesure et des signaux sinusoïdaux de fréquences respectives f , $3f$, $5f$:

$$s_1 = \frac{1}{2} \cos \omega t, \quad s_2 = \frac{1}{2} \cos 3\omega t, \quad s_3 = \frac{1}{2} \cos 5\omega t.$$

On a donc pour S_1 l'expression suivante

$$S_1 = 2 a s_1 + 2 b s_3 + 2 c s_5.$$

D'autre part, on sait que

$$s_1 = s_0 (1 + \omega^2 \tau^2)^{-1/2}, \quad s_3 = s_0 (1 + 9 \omega^2 \tau^2)^{-1/2}, \quad s_5 = s_0 (1 + 25 \omega^2 \tau^2)^{-1/2},$$

s_0 étant la mesure effectuée avec un signal sinusoïdal de fréquence suffisamment

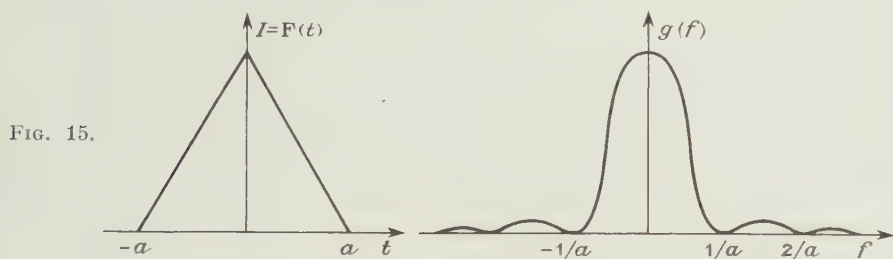


Fig. 15.

basse pour ne pas être affaibli par le récepteur.

La correction relative à appliquer à S_1 s'écrit donc

$$(27) \quad \frac{\Delta S}{s} = \frac{S_1 - s_1}{s_1} = 2a - 1 + 2b \left(\frac{1 + \omega^2 \tau^2}{1 + 9\omega^2 \tau^2} \right)^{1/2} + 2c \left(\frac{1 + \omega^2 \tau^2}{1 + 25\omega^2 \tau^2} \right)^{1/2}.$$

Les courbes de la figure 14 représentent les variations de la correction relative en fonction du produit τf pour différentes valeurs de k . On voit sur ces courbes que la correction relative varie d'une façon sensible lorsque τf est compris entre 0,05 et 0,5.

Elle est nulle (dans les trois premiers cas) pour $\tau f < 0,05$ et constante pour $\tau f > 0,5$.

2. Deuxième méthode. — Elle consiste à envoyer sur le récepteur une impulsion brève de forme connue et à enregistrer la forme du signal de réponse du détecteur. Le calcul des transformées de Fourier du signal incident et du signal de réponse permet de connaître la répartition des amplitudes en fonction de la fréquence et, par suite, l'affaiblissement apporté par la cellule pour chaque fréquence incidente.

En choisissant par exemple un signal triangulaire de base $2a$ la transformée de ce signal $g(f) = (\sin^2 \pi f a) / \pi^2 f^2 a$ est représentée sur la figure 15 ; $g(f)$ s'annule pour les fréquences $f = k/a$. La première fréquence qui annule $g(f)$, $f_0 = 1/a$, sera appelée fréquence limite. La courbe de réponse du récepteur en fonction de la fréquence de modulation étant $\mathcal{R}(f)$, la transformée de Fourier $h(f)$ du signal de réponse est $h(f) = g(f) \mathcal{R}(f)$ et, par suite, $\mathcal{R}(f) = h(f)/g(f)$.

Les impulsions brèves sont obtenues à l'aide d'un miroir tournant. Le montage représenté sur la figure 16 est utilisé à l'O. N. E. R. A. pour l'étude des lumières brèves. La source S est une lampe HBO à ampoule de quartz, dont on forme une image sur le miroir tournant. La fente F_1 est placée au foyer de L_1 , son image F'_1 se trouve dans le plan focal de L_2 sur une seconde fente F_2 . La lentille L_3 , placée dans le plan de F_2 , forme l'image du miroir sur le récepteur R étudié. La chaîne amplificatrice du signal a une bande passante jusqu'à 5 MHz. La courbe de réponse est photographiée sur l'écran d'un oscillographe dont le balayage est synchronisé sur la rotation du miroir.

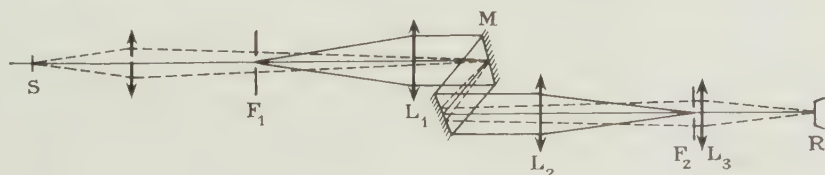
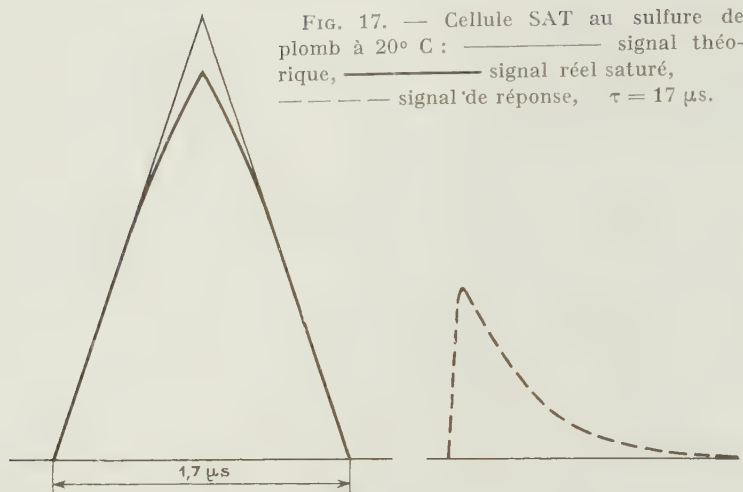


Fig. 16.



La durée de l'impulsion est fonction de la longueur focale f de l'objectif L_2 , de la largeur l de la fente la plus large dans le plan de F_2 et de la vitesse V du moteur : $t = l/4\pi fV$.

Nous avons utilisé deux fentes F_1 et F_2 rectangulaires et égales, les lentilles L_1 et L_2 étant identiques et de longueur focale égale à 400 mm. La vitesse maximum de rotation du moteur est de 400 tr/s. Dans ces conditions, le signal triangulaire obtenu a une durée totale égale à t (μs) = l (mm)/2.

3. Forme du signal incident. — Pour connaître exactement le signal incident en s'affranchissant des erreurs dues aux aberrations et en particulier au chromatisme des images dans l'infrarouge, nous avons enregistré la réponse du récepteur à une impulsion lumineuse de forme identique mais longue. La durée de ce signal doit être telle que, si f représente la fréquence maximale que n'affaiblit pas le récepteur (que l'on peut connaître d'une façon approchée) et f_0 la fréquence limite, $f \geq f_0$.

Si la chaîne amplificatrice a une bande passante comprise entre 0 et f la forme du signal incident est parfaitement connue et on peut la rapporter à la vitesse réelle de rotation. En fait, les amplificateurs utilisés ne passent pas la fréquence 0 mais ont un gain constant à partir de 5 à 10 Hz. Il en résulte un affaiblissement des basses fréquences qui devient important quand on ramène le signal lent à la vitesse réelle. On peut donc envisager de corriger au préalable la transformée du signal lent en tenant compte de la bande passante de la chaîne amplificatrice. En fait, on s'aperçoit que l'on peut négliger cette correction à condition que la fréquence limite de la bande passante de l'amplificateur, multipliée par le rapport des durées des impulsions longues et brèves, reste inférieure ou égale à la fréquence f du récepteur.

Remarquons enfin que le rapport des amplitudes des signaux à vitesse lente et à grande vitesse n'intervient que comme une constante et ne modifie donc pas la courbe de réponse en fréquence du récepteur. Cette remarque nous permet d'utiliser des conditions d'amplification tout à fait différentes lors des deux enregistrements.

4. Effet d'une saturation et d'un retard. — L'influence de la valeur absolue de l'énergie incidente sur le signal et sur la constante de temps est étudiée dans le chapitre VI. Il est utile d'en indiquer dès maintenant les résultats généraux. Pour chaque cellule on peut représenter les variations du signal en fonction de l'énergie incidente par une courbe. La forme de cette courbe dépend de la fréquence de modulation (la valeur de la constante de temps dépend donc du flux incident).

Pour les mesures de constante de temps par la méthode de l'impulsion, le contrôle de la linéarité des variations du signal en fonction du flux incident est rendu très facile par l'observation de la forme du triangle. On a donc soin de vérifier pour chaque durée de l'impulsion que le signal n'est pas saturé. En effet, les difficultés d'amplification pour les récepteurs à faible niveau de sortie obligent souvent à travailler avec une énergie incidente assez grande, donc avec risques de saturation.

Nous avons étudié expérimentalement l'influence d'une légère saturation de la cellule. La figure 17 montre le signal saturé et le signal théorique triangulaire. La courbe de réponse, indiquée en pointillés avec une échelle réduite 75 fois en abscisse, permet de tracer dans les deux cas la courbe de réponse en fréquence de la cellule. On a constaté que la légère saturation de la cellule n'introduisait aucune modification appréciable de la courbe de réponse en fréquences.

La méthode ne permet pas de connaître l'existence d'un retard dans la réponse de l'impulsion. Pour apprécier l'importance d'un retard possible, nous avons décalé arbitrairement la courbe de réponse d'une quantité égale à $1,6 \mu\text{s}$. Les fonctions de réponse obtenues dans les deux cas montrent que cette influence est également tout à fait négligeable.

Ces deux essais permettent déjà d'apprécier la précision nécessaire sur le tracé des courbes.

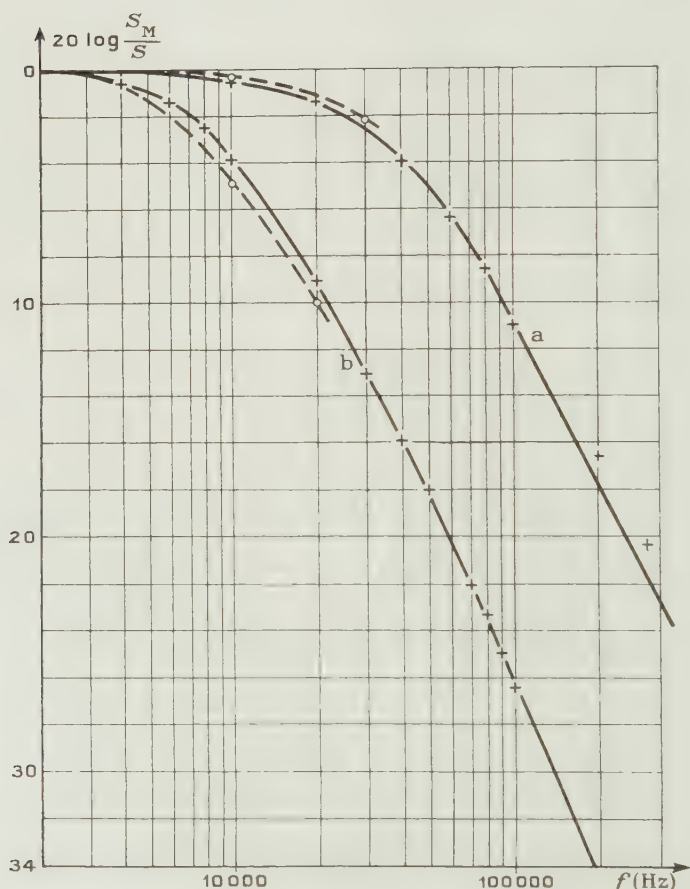
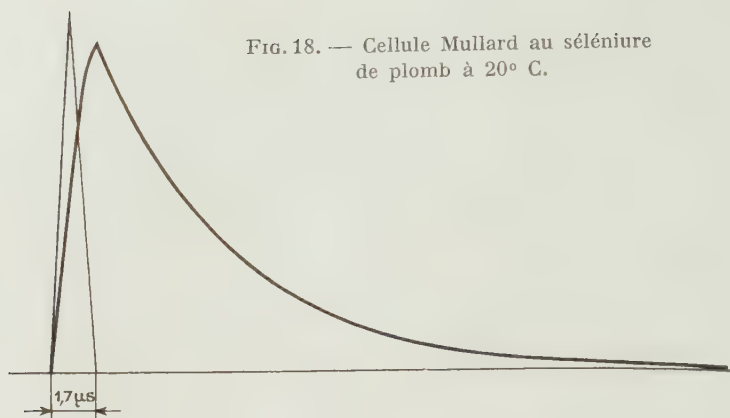
5. Choix de l'amplification électronique. — Les deux conditions imposées par l'étude sont :

large bande passante qui devrait s'étendre de zéro à quelques mégahertz,

gain important. Les récepteurs d'infrarouge présentent en effet une réponse plus faible que les récepteurs de rayonnement visible et ne peuvent en général fonctionner qu'avec un amplificateur électronique à faible niveau d'entrée. De plus, les récepteurs à l'antimoniure d'indium qui présentent, à cause de leur court retard de réponse, un intérêt dans certains problèmes, ont une impédance faible et leur réponse est d'autant plus faible. L'adaptation d'un transformateur à très large bande passante ne peut être envisagée pour des raisons techniques.

Ces deux conditions, difficilement compatibles, peuvent être satisfaites de deux façons.

a) Méthode par paliers successifs. En utilisant une série d'appareils amplificateurs dont les bandes passantes sont bien définies, on peut couvrir toute la bande de 0 à 5 MHz, tout en gardant, grâce à une bande passante plus étroite, un gain suffisant et surtout un niveau d'entrée faible. Cette méthode est rigoureuse mais longue et nécessite un ensemble d'appareils important. C'est la seule qui permette de se libérer des conditions de flux incident important et d'utiliser n'importe quel type de cellule.



b) La méthode que nous avons employée n'utilise qu'un amplificateur réalisant un compromis entre le gain et la bande passante. Malgré son peu de souplesse, ce procédé nous a quand même permis d'étudier les récepteurs à faible réponse avant la limite de saturation et nous allons voir les résultats et la précision qu'elle nous a permis d'obtenir.

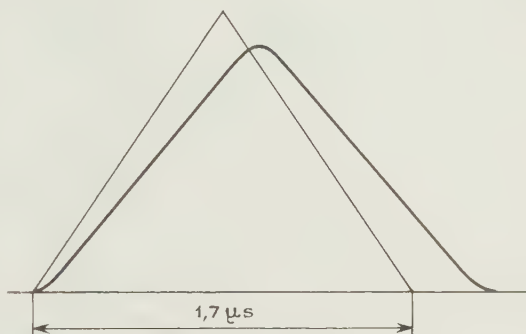


FIG. 20. — Cellule SAT p.m.é. à l'antimoniure d'indium, $\tau = 0,3 \mu s$.

6. Résultats obtenus. — La figure 18 montre la forme de l'impulsion et du signal de réponse déformé obtenu avec une cellule au sélénure de plomb de Mullard à la température ambiante. Le calcul des courbes de réponse en fonction de la fréquence, effectué grâce aux machines à calculer de l'O. N. E. R. A., permet de tracer la courbe d'affaiblissement (fig. 19). La courbe indiquée en pointillés jusqu'à 30 000 Hz a été obtenue au banc d'essai. Sur cette figure, on voit également les résultats obtenus avec une cellule SAT au sulfure de plomb.

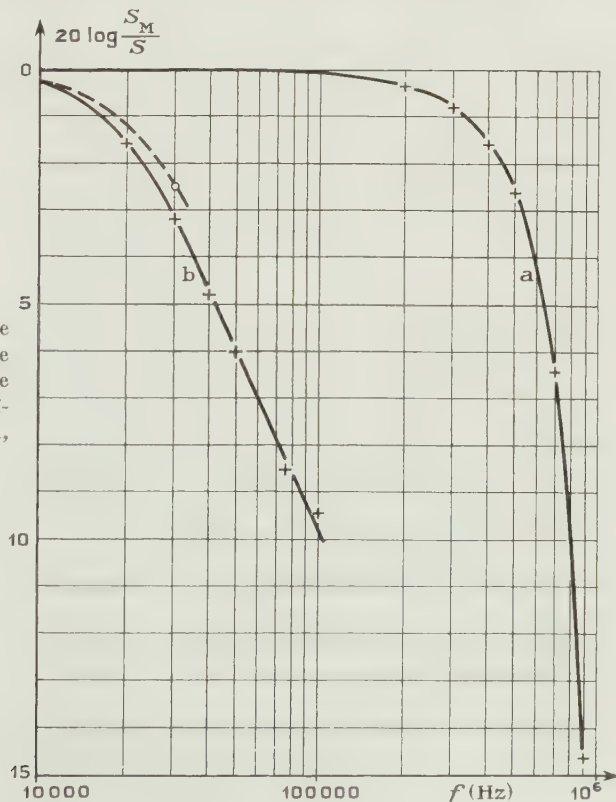


FIG. 21. — Courbe a, cellule SAT p.m.é. à l'antimoniure d'indium, $\tau = 0,3 \mu s$; courbe b, cellule SAT photovoltaïque à l'antimoniure d'indium, $\tau = 5 \mu s$.

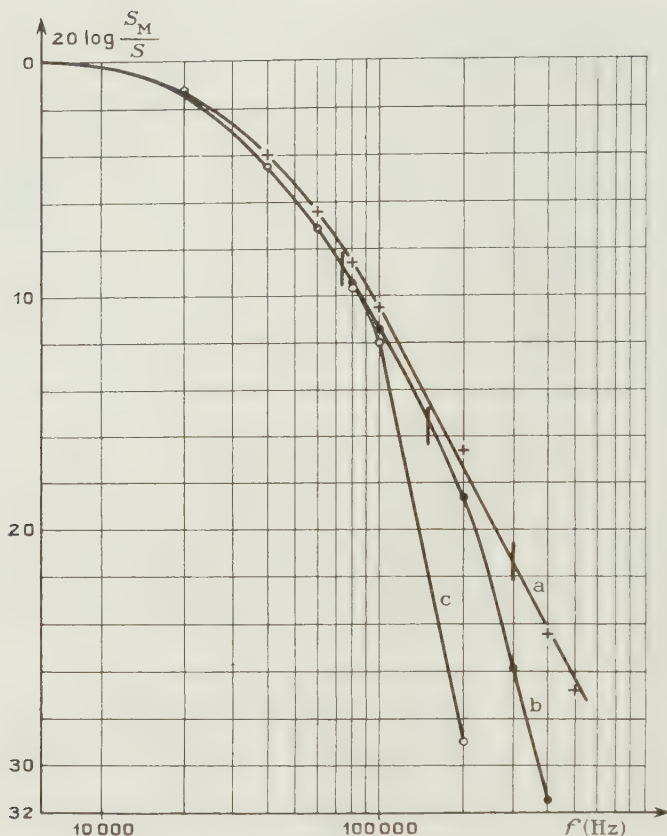


Fig. 22. — Cellule au sélénure de plomb à 20° C, $\tau = 5 \mu\text{s}$. Durée de l'impulsion: courbe a, 1,7 μs ; courbe b, 3,4 μs ; courbe c, 6,8 μs .

Les comparaisons aux résultats obtenus au banc d'essai sont satisfaisantes.

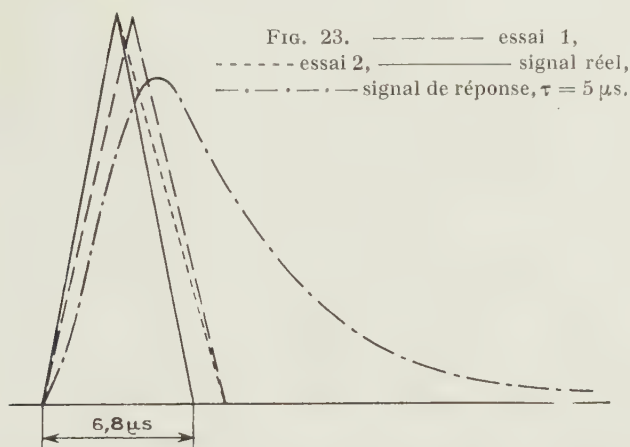
Les figures 20 et 21 correspondent à une cellule à l'antimoniure d'indium à effet p. m. é. On voit qu'une impulsion de 1,7 μs n'est pas suffisamment déformée pour que la courbe d'affaiblissement soit précise. Pour déterminer avec plus de précision la valeur de τ , on est amené à augmenter la vitesse de rotation du miroir (ou à augmenter le nombre de réflexions). Ces résultats ne permettent qu'une appréciation qualitative de la réponse de la cellule.

Les cellules à l'antimoniure d'indium photorésistant et effet photovoltaïque (Philco) ont donné des résultats comparables. L'affaiblissement à 500 000 Hz est inférieur à 3 dB.

Seule, une cellule photovoltaïque InSb de la SAT a donné une déformation plus importante (fig. 21).

7. Précision. — Trois facteurs interviennent dans l'étude de la précision.

a) Théoriquement, la méthode n'est valable que jusqu'à une certaine fréquence qui est fonction de la durée de l'impulsion. En effet, pour un signal triangulaire,



la transformée de Fourier s'annule pour $f_0 = 1/a$. On peut admettre que les résultats restent précis jusqu'à la fréquence $f = 1/2a$ qui correspond à une amplitude de $g(f)$ égale aux quatre dixièmes de l'amplitude pour $f = 0$ (fig. 15).

Pour les mesures effectuées avec $a = 1,7 \mu s$, cette hypothèse permet d'assurer des résultats précis jusqu'à $f = 10^6/3,4 = 300\,000$ Hz, c'est-à-dire des constantes de temps d'environ $0,5 \mu s$. La valeur de cette précision est indiquée plus loin.

La figure 22 montre les courbes de réponse en fréquence obtenues avec une cellule au sélénure de plomb pour des impulsions de durées totales respectivement égales à $1,7 \mu s$, $3,4 \mu s$ et $6,8 \mu s$. Ces courbes restent bien rectilignes jusqu'aux fréquences $f \simeq 1/2a$ et cessent ensuite de se superposer.

b) Pour un calcul précis de la courbe de réponse en fonction de la fréquence (effectué point par point par la machine électronique), l'intervalle de temps entre chaque donnée doit être égal au dixième de la période la plus faible. Pour avoir des renseignements précis jusqu'à $300\,000$ Hz, les dépouillements doivent être effectués tous les $0,3 \mu s$. Nous sommes donc amenée à étudier la troisième cause d'erreur : la précision sur les courbes de signal photographiées.

c) La forme du signal de réponse du récepteur est utilisée dans les calculs après trois opérations : photographie de l'écran de l'oscillographe, agrandissement, dépouillement.

Différents essais ont été effectués pour estimer l'importance de l'imprécision. Nous avons d'abord remplacé dans les calculs le signal triangulaire isocèle réel par un signal triangulaire isocèle dont la base était augmentée arbitrairement dans un rapport $1/5$ (fig. 23, essai 1), puis par un signal triangulaire non isocèle de base égale à la précédente (essai 2). Les résultats obtenus (fig. 24) montrent que cette modification n'altère les résultats qu'aux grandes fréquences $f > 100\,000$ Hz. D'autre part, les essais 1 et 2 donnent des résultats identiques et il semble donc que la largeur de la base triangulaire soit un paramètre plus important que la position du sommet. Naturellement, ces résultats ne sont valables que pour l'exemple considéré et la courbe d'affaiblissement jointe.

Pour les cellules à l'antimoniure d'indium, la précision sur la courbe de réponse doit être beaucoup plus grande puisqu'elles déforment très peu le signal.

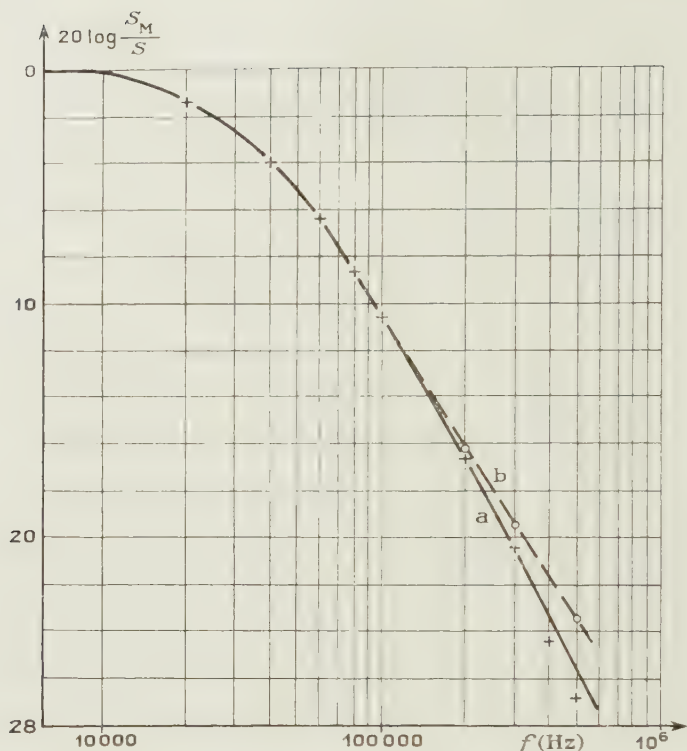


FIG. 24. — Courbe a, signal réel; courbe b, essais 1 et 2. $\tau = 5 \mu s$.

Finalement, nous voyons que la précision nécessaire sur la forme du signal de réponse, pour les constantes de temps théoriquement mesurables (voir § a), est tout à fait accessible dans la pratique et ne limite pas la précision finale. Celle-ci est uniquement déterminée par la durée de l'impulsion.

8. Avantages de la méthode. — Ne faisant aucune hypothèse sur la forme de la courbe de réponse en fréquence, cette méthode permet (comme la première méthode au banc d'essai) d'obtenir des valeurs de la constante de temps, rigoureuses pour des conditions déterminées. Elle permet d'étendre vers des fréquences plus élevées les mesures de réponse en fréquence. Théoriquement, on peut poursuivre beaucoup plus loin l'étude; un dispositif à réflexions multiples est actuellement en étude qui permet des impulsions 30 fois plus rapides pour une même luminosité.

Elle est d'autant plus intéressante actuellement que se développe, en vue de l'étude des phénomènes brefs, la fabrication des récepteurs ultrarapides.

(A suivre.)

Manuscrit reçu le 23 août 1961.

UTILISATION ET CHOIX D'UN RÉCEPTEUR D'INFRAROUGE DANS LES PROBLÈMES DE SPECTROMÉTRIE *

(suite et fin)

par M^{me} Nicole LOUISNARD

V. Etude de la sensibilité spectrale des récepteurs

La méthode utilisée au banc d'essai des cellules (ch. III) nécessite pour chaque longueur d'onde le contrôle par le faisceau de référence de l'énergie incidente sur le récepteur. Elle suppose donc que la réponse du détecteur thermique ne dépend pas de la longueur d'onde mais uniquement de l'énergie du flux rayonné, c'est-à-dire que l'absorption du rayonnement par la couche sensible du récepteur thermique est uniforme dans tout le domaine spectral étudié. Les mesures classiques d'absorption spectrale de ces couches sont compliquées et l'on doit toujours partir d'hypothèses sur un récepteur étalon.

Une méthode d'étude basée sur les variations avec la température de la répartition spectrale du rayonnement du corps noir a été suggérée en 1952 [9]. Nous avons étudié les possibilités d'application de cette méthode mais aucune expérience n'a pu encore donner de résultats, les conditions expérimentales requises étant prohibitives. Le développement de la technique et l'amélioration de la précision des appareils de mesure pourra permettre une détermination rigoureuse des sensibilités spectrales s'affranchissant du système dispersif et du récepteur étalon.

1. Principe. — La réponse ΔS d'un détecteur à un flux incident d'énergie ΔW , rayonné entre deux longueurs d'onde très voisines dans l'intervalle spectral $\Delta\lambda$ centré sur λ , est donnée par

$$(28) \quad \Delta S = \sigma_\lambda \Delta W_\lambda,$$

σ_λ étant le facteur de réponse du détecteur pour la longueur d'onde λ . Posons comme hypothèse que la réponse totale S du détecteur pour une superposition de flux incidents ΔW centrés respectivement sur des longueurs d'onde différentes, est égale à la somme des réponses partielles ΔS et par conséquent

$$S = \sum \sigma_\lambda \Delta W_\lambda.$$

Considérons la courbe de variation du rayonnement émis par un corps noir à la température $T^\circ \text{K}$ en fonction de la longueur d'onde ; on peut la décomposer en n intervalles spectraux élémentaires dans lesquels l'énergie rayonnée est $w_{\lambda_n T}$ (λ_n étant la longueur d'onde moyenne dans l'intervalle élémentaire considéré). L'énergie totale rayonnée s'écrit donc $W_T = \sum_n w_{\lambda_n T}$. Par suite, la réponse S_T

* Voir le début de ce mémoire dans le numéro de janvier 1962, pages 1 à 28.

du détecteur recevant le rayonnement du corps noir à la température T est

$$(29) \quad S_T = K \sum_n \sigma_{\lambda_n} w_{\lambda_n T};$$

K est un facteur qui dépend des caractéristiques géométriques, c'est-à-dire de la fraction du rayonnement total qui provient du corps noir.

Si l'on porte le corps noir à différentes températures connues, on peut écrire pour chaque température une équation linéaire analogue à (29); la résolution de l'ensemble des équations obtenues permet de connaître les facteurs de réponse spectrale du détecteur σ_λ dans chaque intervalle de longueur d'onde considéré.

Les coefficients $w_{\lambda_n T}$ sont calculés à partir de la formule de Planck, grâce aux tables de facteurs numériques établies par les machines électroniques de l'O.N.E. R.A. [10].

Les valeurs S_T sont mesurées en plaçant le récepteur étudié en présence d'un four contenant un corps noir. (Les températures peuvent être mesurées à l'aide d'un thermocouple jusqu'à 1 500° C environ ou à l'aide d'un pyromètre.) La valeur du coefficient K n'intervient que comme une constante et peut être supprimée si les conditions géométriques restent les mêmes pour toutes les températures.

La qualité du corps noir est essentielle et les procédés classiques de fabrication d'un corps noir doivent être employés pour s'assurer de sa bonne qualité [11, 12].

2. Précision et domaine de validité. — La détermination des courbes de réponse spectrale se fait en deux étapes :

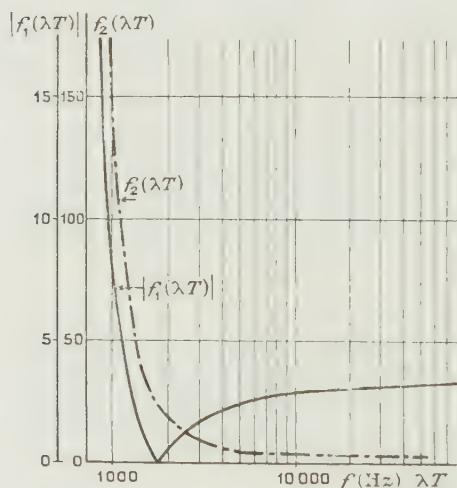


FIG. 25.

a) étape expérimentale ; la précision des résultats est limitée par les conditions de manipulation et les appareils de mesure, elle peut être facilement déterminée par les procédés habituels ;

b) étape de calculs ; la résolution du système d'équations linéaires se fait par la méthode des moindres carrés [13], c'est-à-dire que l'on améliore la précision en choisissant un nombre d'équations supérieur au nombre des inconnues.

La stabilité du système à résoudre dépend de quatre facteurs :

étendue du domaine de température,

étendue du domaine de longueurs d'onde,

intervalle ΔT entre deux températures consécutives,

intervalle $\Delta \lambda$ entre deux longueurs d'onde consécutives.

Il faut donc déterminer dans quel cas la résolution du système d'équations linéaires conduit à une courbe de réponse spectrale exacte sans nécessiter de l'étape expérimentale une précision prohibitive.

L'ensemble des coefficients $w_{\lambda T}$ représente les variations du rayonnement $r(\lambda, T)$ du corps noir avec la température T et avec la longueur d'onde λ . Le système d'équations linéaires sera d'autant plus stable que ces coefficients seront plus différents entre chaque équation. Plus précisément, il nous faut rendre simultanément maximales les fonctions

$$(30) \quad \frac{1}{r} \frac{dr}{d\lambda} = \frac{1}{\lambda (e^{C/\lambda T} - 1)} \left[\frac{C}{\lambda T} e^{C/\lambda T} - 5 (e^{C/\lambda T} - 1) \right] = \frac{1}{\lambda} f_1(\lambda T)$$

et

$$(31) \quad \frac{1}{r} \frac{dr}{dT} = \frac{1}{\lambda (e^{C/\lambda T} - 1)} \frac{C}{T^2} e^{C/\lambda T} = \frac{\lambda}{C} f_2(\lambda T).$$

Ces expressions présentent l'avantage de n'être fonctions que du produit λT et de la variable λ mise en facteur.

Les fonctions $f_1(\lambda T)$ et $f_2(\lambda T)$ sont représentées sur la figure 25. Elles sont d'autant plus importantes que le produit λT est petit.

Pour tenir compte du rôle de la variable mise en facteur, nous indiquons dans les tableaux II et III les valeurs respectivement de $(1/r)(dr/d\lambda)$ et $(C/r)(dr/dT)$ pour différentes valeurs de λ et de T .

Nous voyons ainsi que pour avoir simultanément $(1/r)(dr/d\lambda)$ et $(1/r)(dr/dT)$ le plus élevés possible, il faut se placer au voisinage des conditions

$$500^\circ \text{ K} < T < 2\,000^\circ \text{ K}, \quad 0,2 \mu < \lambda < 1 \mu.$$

3. Vérification par le calcul. — Ces vérifications sont faites à partir du système d'équations linéaires. Nous fixons d'abord arbitrairement les valeurs des inconnues. L'ensemble des coefficients des inconnues est déterminé quand on a fixé

TABLEAU II. $\frac{1}{r} \frac{dr}{d\lambda}$

$\lambda \backslash T$	500	1 000	1 500	2 000	3 000	4 000	6 000	8 000
0,2	690	335	215	180	95	65	35	19
0,4	167	90	48	32	17,5	9,5	2,25	1,2
0,6	72	32	18,5	11,5	5	1,5	1,5	3
0,8	45	16,5	8,7	4,7	1,1	0,62	2,2	3,2
1	24	9,4	4,5	2,16	0,16	1,3	2,45	2,86
2	4,7	1,08	0,08	0,65	1,22	1,43	1,55	1,65
4	0,54	0,33	0,61	0,7	0,78	0,83	0,9	0,9
6	0,027	0,41	0,48	0,52	0,58	0,6	0,62	0,64
8	0,16	0,36	0,39	0,41	0,45	0,46	0,48	0,49
10	0,2	0,3	0,33	0,36	0,37	0,37	0,39	0,39

TABLEAU III. $\frac{C}{r} \frac{dr}{dT}$

$\lambda \backslash T$	500	1 000	1 500	2 000	3 000	4 000	6 000	8 000
0,2	4 100	1 040	460	260	116	65	26	16,8
0,4	2 100	520	232	130	52	33,5	13,6	7,6
0,6	1 380	350	156	78	36	20	9,5	6
0,8	1 040	260	104	67	27	15	8	4 8
1	870	200	92	52	21,6	13	6,35	3,8
1,5	750	137	60	32,4	16,5	9,5	5,7	3
2	400	404	43,2	26	12,7	7,6	4	2,4
4	208	52	25,4	15,2	8	4,8		
6	130	38	18	12	7,2			
8	10,4	30,4	16	9,6				
10	90	30	15	11				

ΔT , $\Delta \lambda$, les domaines de température et la longueur d'onde que l'on veut étudier. On peut alors calculer les seconds membres des équations linéaires. La résolution du système, par la méthode des moindres carrés, doit permettre de retrouver les valeurs des inconnues, introduites arbitrairement avec moins de 10 % d'erreur. La précision nécessaire sur les deuxièmes membres des équations pour obtenir un tel résultat fixe la précision expérimentale.

Le tableau IV classe les résultats obtenus et confirme les résultats théoriques précédents. Nous nous sommes fixé les limites de variations de T et de λ . A l'intérieur de ces limites on a fixé $\Delta \lambda \simeq \lambda/10$ à $\lambda/5$ afin d'avoir le droit d'utiliser pour les coefficients des équations les calculs effectués par la méthode des trapèzes, d'après la formule de Planck. (Ce résultat ressort de l'examen des tables de variation de l'émission spectrale du corps noir.) ΔT est fixé par le nombre minimum des équations nécessaires pour la résolution (soit une fois et demie environ le nombre des inconnues).

Les deux paramètres ΔT et $\Delta \lambda$ ainsi déterminés ne peuvent plus agir sur la précision.

TABLEAU IV

Limites de variation de T (°K)	Limites de variation de λ (Å)	Précision nécessaire
500 à 1 600	0,3 à 0,85	1/100
500 à 3 000	0,8 à 2,8	1/1 000
900 à 1 500	1 à 9	1/10 000
1 500 à 3 000	0,8 à 2,8	1/10 000
2 000 à 3 600	1 à 9	1/100 000
5 000 à 8 000	0,5 à 1,6	1/1 000
	0,3 à 1,5	1/10 000

Dans les limites actuelles de précision des appareils, des mesures à 1/100 près semblent seules possibles. Le seul domaine exploitable par cette méthode est donc situé dans les longueurs d'onde visibles, ultraviolettes et du proche infrarouge.

VI. Conditions optimales d'utilisation d'un récepteur

Considérant une cellule donnée nous étudions comment varient les fonctions signal, bruit (rapport signal/bruit) et constante de temps en fonction des différents paramètres : 1° paramètres propres au détecteur (température de l'élément sensible, alimentation électrique) ; 2° paramètres propres au rayonnement (fréquence de modulation, longueur d'onde λ , énergie Φ , rayonnement parasite P_a).

1. Paramètres propres au détecteur. — 1. Influence de la température de l'élément sensible. — Nous avons rappelé dans la première partie [équations (4), (4 bis), (9), (9 bis), (11), (11 bis), (13) et (13 bis)] les lois de répartition des électrons et des trous dans les bandes de conduction et de valence, et les positions des niveaux de Fermi pour les électrons et pour les trous. La forme de ces lois

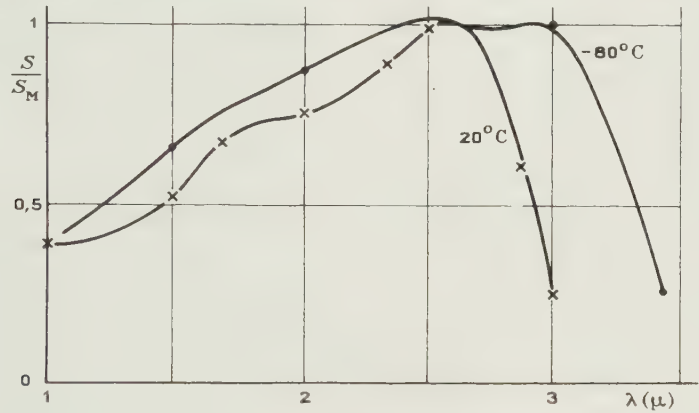


FIG. 26. — Cellule au sulfure de plomb.

nous permet de prévoir approximativement le comportement d'un photoconducteur lorsque la température varie. Ainsi la résistance R de l'échantillon, inversement proportionnelle au nombre des porteurs de charge, varie suivant une loi de la forme $R = A \exp(E_G/kT)$; le passage de la température T_1 à T_2 produit donc une variation de résistance

$$\frac{\Delta R}{R} = 1 - \exp \left[E_G/k \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) \right] .$$

TABLEAU V

Cellules au PbS	Réponse (V/W)		T (μs)		B (μV)	
	20°	— 80°	20°	— 80°	20°	— 80°
Kodak	35 000	580 000	40	400	2,6	2,6
SAT 1011 ..	100 000	775 000	80		2,6	3,5
SAT 1027 ..	5 400	150 000			2,4	4,8
SAT 678 ..	48 000	150 000	300	1 000		

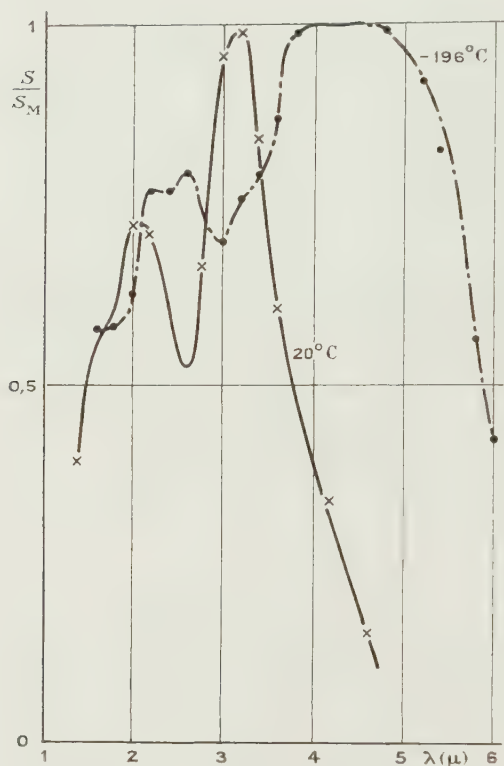


FIG. 27. — Cellule au sélénure de plomb.

Cette loi n'est évidemment valable que pour une résistance simple. Les résistances de contact interviennent souvent d'une façon différente.

La distance entre le niveau de Fermi des électrons et le bas de la bande de conduction étant proportionnelle à la température T une élévation de température déplace ce niveau vers la bande de valence. De même, le niveau de Fermi pour les trous se rapproche de la bande de conduction. Les lignes de démarcation entre trappes et centres de recombinaison se comportent d'une façon identique. Une élévation de température a donc pour effet de diminuer le nombre des centres de recombinaison et d'augmenter le nombre de trappes. Selon la répartition des impuretés (et de leur section de capture respective) à l'intérieur de la bande interdite, les variations de réponse et de retard de réponse du photoconducteur avec

la température sont donc très différentes. Le comportement d'une couche semiconductrice est très difficile à prévoir et, selon la nature des couches, des résultats contradictoires ont été obtenus par différents auteurs [14].

L'ordre de grandeur de la tension de bruit est en général peu affecté par une variation de température. Si le bruit limite du récepteur est un bruit en $1/f$, il est complètement indépendant de T . Si le bruit limite est le bruit de Johnson, il décroît comme la racine carrée de la température et de la résistance [équation (18)]. Ces deux effets étant inverses, le bruit varie finalement peu avec la température.

Les récepteurs aux sels de plomb et à l'antimoniure d'indium que nous avons étudiés suivent des lois de variation avec la température assez comparables (tableau V).

Les variations de la courbe de réponse spectrale avec la température sont représentées pour une cellule au sulfure de plomb sur la figure 26 et pour une cellule au sélénure de plomb sur la figure 27.

Les variations de la réponse en fonction de la fréquence pour les deux températures 20°C et -80°C sont représentées sur les figures 28 et 29 pour une cellule de la SAT et une cellule Kodak. On voit qu'aux fréquences élevées les deux courbes tendent l'une vers l'autre. Cette remarque permet de supprimer le compromis qui semblait exister entre constante de temps et réponse. On a intérêt à refroidir le récepteur puisque même aux fréquences élevées sa réponse reste égale

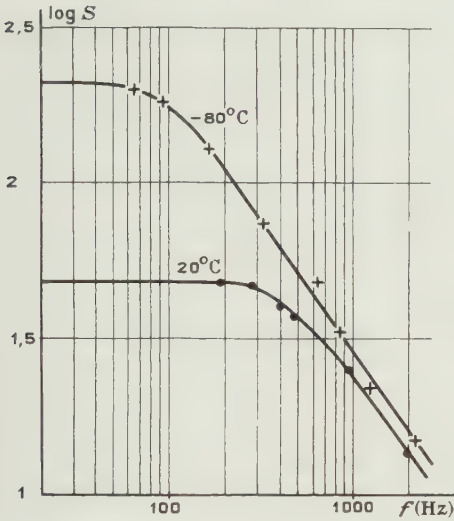


FIG. 28. — Cellule SAT au sulfure de plomb.

ou même légèrement supérieure à celle de la cellule à la température ambiante. Cette remarque n'a été vérifiée que pour des cellules au sulfure de plomb. Il peut en être différent pour d'autres types de cellules. Des questions de géométrie des récepteurs nous ont empêchée de le vérifier.

2. Influence de l'alimentation électrique. — Nous distinguons les trois paramètres : la tension d'alimentation V , la résistance de charge R_a , l'intensité du courant i .

A) INFLUENCE SUR LE SIGNAL. —

Pour mettre en évidence la variation de résistance ΔR d'une cellule photo-résistante, on mesure la variation ΔE de la tension E aux bornes d'une résistance de charge R_a (fig. 30) alimentée par la tension continue V .

$$E = R_a i = R_a V / (R_a + R_c) ;$$

par suite

$$\Delta E = \frac{R_a V \Delta R}{(R_a + R_c)^2} = R_c \Delta i = \frac{R_c}{R_a + R_c} i \Delta R.$$

La tension de signal ΔE est maximale pour $R_a = R_c$. Dans ces conditions, $\Delta E = V \Delta R / 4 R$. Le signal est une fonction linéaire de la tension d'alimentation. Nous avons vérifié graphiquement, avec une très bonne précision, les lois indiquées ci-dessus : $\Delta E = f(V)_{R_a = \text{cte}} = k_1 V$ ou $\Delta E = f(R_a)_{V = \text{cte}} = k_2 R_a / (R_a + R_c)^2$ ou

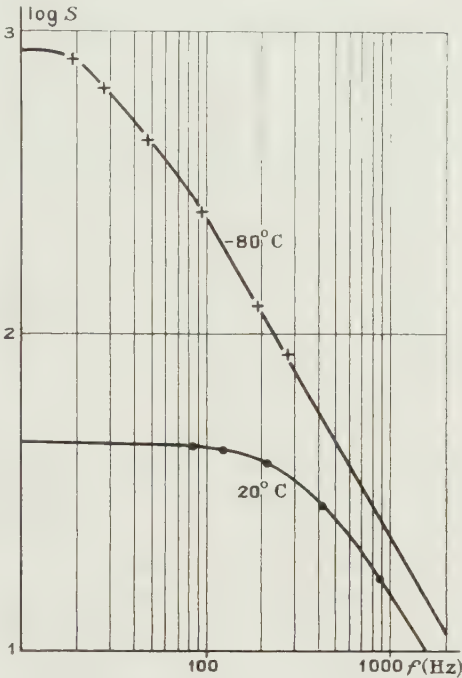


FIG. 29. — Cellule Kodak au sulfure de plomb.

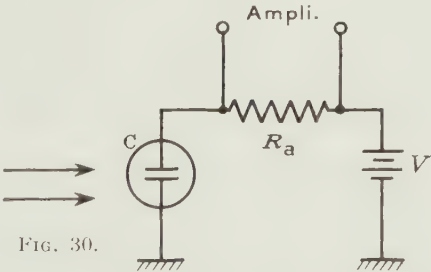


FIG. 30.

encore $\Delta E = f(R_a)_{i=Cte} = k_3/(R_a + R_c)$, où k_1 , k_2 et k_3 sont des constantes.

Toutefois, pour des tensions élevées $V > 200$ V une saturation du signal apparaît, qui est sans doute due à la chaleur dégagée par effet Joule.

B) INFLUENCE SUR LE BRUIT DE FOND. — Les variations du bruit de fond avec les paramètres de l'alimentation électrique sont plus complexes, intensité et résistance de charge ayant des rôles différents mais aussi des interactions communes. Les résultats sont différents selon les cellules.

Nous avons vérifié avec une bonne précision pour les cellules aux sels de plomb, une variation linéaire du bruit avec la tension d'alimentation $B = k V$ à $R_a = Cte$, k étant un facteur de proportionnalité. Mais les interactions entre i et R_a restent vagues. Les fonctions $B(R_a)_{V_a=Cte}$ à tension d'alimentation constante sont, soit proportionnelles à R_a , soit inversement proportionnelles à R_a , soit indépendantes de R_a et aucune loi générale ne peut être déduite.

C) INFLUENCE SUR LE RAPPORT SIGNAL/BRUIT. — On peut en général déduire la conclusion suivante : *le rapport signal/bruit est maximal* pour une résistance de charge légèrement inférieure à la résistance de la cellule et pour une tension d'alimentation de l'ordre de 150 V (cellules aux sels de plomb).

D) INFLUENCE SUR LA CONSTANCE DE TEMPS. — Signalons tout d'abord une cause d'erreur fréquente dans les mesures de constante de temps des récepteurs. Souvent la présence de capacités parasites non négligeables combinées à la valeur de la résistance de charge R_a introduit une constante de temps supérieure à celle du matériau. On doit donc, pour faire des mesures exactes, ajuster la résistance de charge à une valeur suffisamment faible.

Nous avons constaté, en effet, que les constantes de temps mesurées étaient fonctions de la résistance de charge jusqu'à des valeurs de R_a de l'ordre de $R(\text{cellule})/5$. On a donc soin, pour faire les mesures, de choisir $R_a \simeq R_{\text{cell}}, 5$ à $R_{\text{cell}}/10$. Dans ces conditions nous n'avons constaté aucune influence de la tension d'alimentation sur la constante de temps.

2. Paramètres propres au rayonnement. — 1. Influence de la fréquence de modulation. — A) INFLUENCE SUR LE SIGNAL. — Nous avons vu que dans le cas simple où une seule constante de temps intervient, le signal de réponse R est une fonction de la fréquence de modulation,

$$R = R_M (1 + \omega^2 \tau^2)^{-1/2}.$$

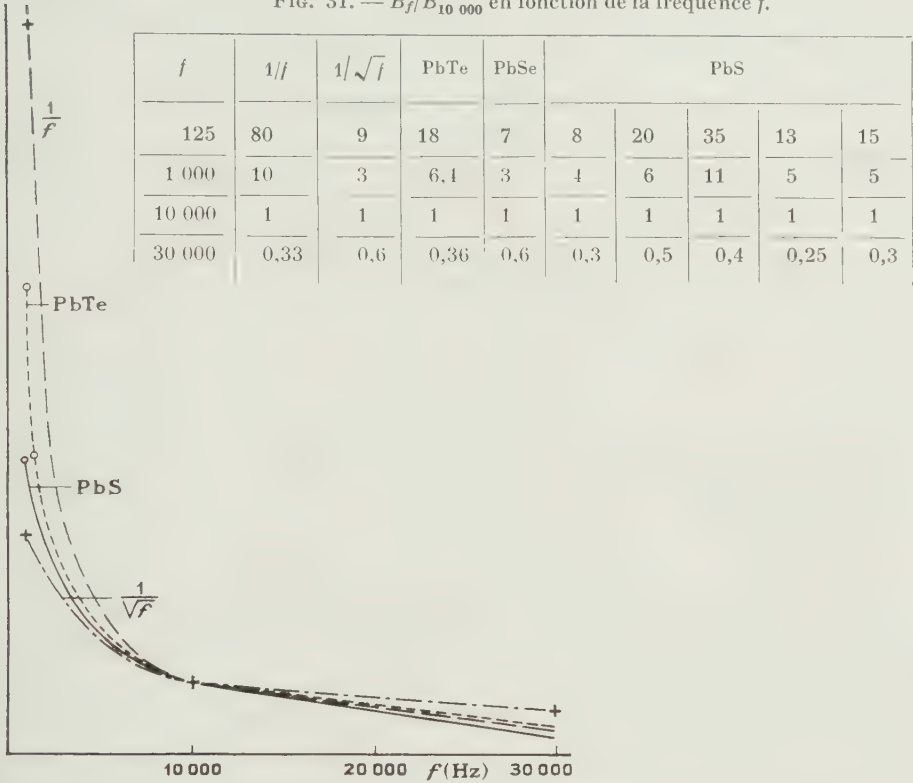
La figure 12 représente les résultats obtenus avec les cellules étudiées. L'affaiblissement R/R_M est représenté en ordonnée en décibels. En tirets figure la courbe théorique correspondant à cette loi pour $\tau = 20 \mu s$. Nous voyons que les écarts entre les courbes expérimentales et la loi théorique sont en général assez faibles.

B) INFLUENCE SUR LE BRUIT DE FOND. — Les mesures effectuées sont ramenées à une bande passante $\Delta f = 1$ Hz en admettant la loi de variation du bruit avec la bande passante

$$B = k \Delta f^{1/2} = \sqrt{i_B^2};$$

le coefficient de proportionnalité k est déterminé par le bruit limite du récepteur considéré (voir ch. II).

FIG. 31. — $B_f/B_{10\,000}$ en fonction de la fréquence f .



Les cellules à l'antimoniure d'indium sont limitées par le bruit de Johnson. Leur bruit de fond est indépendant de la fréquence de modulation du rayonnement.

Les courbes de la figure 31 donnent l'allure des variations du bruit de fond B avec la fréquence pour les cellules Mullard au sélénium de plomb, Lallemand au tellure de plomb, SAT, Drivomatic et Kodak au sulfure de plomb. Les courbes en traits mixtes correspondent aux fonctions $1/f$ et $1/\sqrt{f}$. On voit que toutes les cellules étudiées se situent entre ces deux limites.

Nous admettons donc une formule de la forme $B = k/f^2$.
Sauf dans le cas des cellules Drivomatic, on trouve pour la plupart des cellules $\alpha \simeq 0,5$ (bruit V^2 en $1/f$).

C) INFLUENCE SUR LE RAPPORT SIGNAL/BRUIT. — a) *Cellules limitées par un bruit indépendant de la fréquence.* — La loi de variation du rapport signal/bruit est identique à la loi de variation du signal. La fréquence optimale d'utilisation n'est pas définie. Elle doit simplement être inférieure à la fréquence pour laquelle on a un affaiblissement du signal.

b) *Cellules limitées par le bruit de génération-recombinaison.* —

$$S/B = S_M \sqrt{n_0/2} J \sqrt{\tau}.$$

Les fonctions $S(f$ et $B(f))$ sont identiques et le rapport signal/bruit ne dépend pas de la fréquence.

c) *Cellules limitées par un bruit B en $1/f^\alpha$.* — Plaçons-nous d'abord dans le cas où la bande passante est de 1 Hz ; le rapport signal/bruit devient

$$\frac{S}{B} = \frac{S_M f^\alpha}{K (1 + 4 \pi^2 f^2 \tau^2)^{1/2}}.$$

Recherchons pour quelle valeur de la fréquence le rapport signal/bruit est maximum :

$$\frac{d(S/B)}{df} = \frac{S_M}{K} \frac{f^{\alpha-1}}{(1 + 4 \pi^2 f^2 \tau^2)^{3/2}} [\alpha (1 + 4 \pi^2 f^2 \tau^2) - 4 \pi^2 f^2 \tau^2].$$

La dérivée s'annule pour

$$f = \frac{1}{2 \pi \tau} \sqrt{\frac{\alpha}{1 - \alpha}}.$$

Si $\alpha = 1/2$, $f = 1/2 \pi \tau$; la fréquence optimale est celle pour laquelle l'affaiblissement du signal est de 3 dB.

Dans le cas où l'on utilise un dispositif électronique de bande passante Δf quelconque,

$$\frac{S}{B} = \frac{S_M}{K} \frac{f^\alpha}{\sqrt{\Delta f} (1 + \omega^2 \tau^2)^{1/2}}.$$

2. Influence de la longueur d'onde. — A) INFLUENCE SUR LE SIGNAL. — La variation du signal avec la longueur d'onde est représentée par la courbe de réponse spectrale qui est caractéristique du matériau constituant la cellule. La figure 11 montre l'allure de ces courbes pour les différentes cellules étudiées. La valeur de la longueur d'onde limite λ_1 est déterminée par l'énergie minimum nécessaire pour libérer un porteur libre. L'addition d'impuretés dans le cristal crée des niveaux dans la bande interdite et permet donc de réduire cette énergie et d'augmenter λ_1 .

B) INFLUENCE SUR LE BRUIT. — Pour les récepteurs d'infrarouge, les fluctuations dans le rayonnement direct, appelées bruit de photon, sont négligeables devant le bruit propre au récepteur et le bruit dû au rayonnement ambiant. La longueur d'onde du rayonnement incident n'a donc aucune action sur le bruit de fond. Par contre, nous avons déjà noté que le rayonnement ambiant parasite crée un bruit d'autant plus grand que la cellule est sensible vers les grandes longueurs d'onde.

C) INFLUENCE SUR LE RAPPORT SIGNAL/BRUIT. — Pour les récepteurs limités par le bruit de Johnson ou par le bruit de génération-recombinaison ou par le bruit en $1/f$ le rapport signal/bruit suit la même loi de variation que le signal.

Dans le cas où le bruit prédominant est le bruit de rayonnement, le récepteur est placé dans les conditions de b. l. i. p. (background limited infrared photoconductors) étudiées par Petritz [15].

L'auteur établit que dans le cas où le bruit limite est dû uniquement au rayonnement ambiant des corps situés dans le champ du détecteur et où le quantum efficace est égal à 1, on a un détecteur idéal de rayonnement qui peut servir de critère de comparaison pour la classification des détecteurs.

Le rapport signal/bruit peut alors s'écrire

$$S/B = k \Phi / P_a$$

où k est un facteur de proportionnalité, Φ le flux incident et P_a le flux parasite ; le pouvoir de détection de référence s'écrit

$$D_{\text{blip}}^* = \frac{(S/B)_{\text{blip}}}{(hc/\lambda_1) \Phi}.$$

La figure 32 indique les variations de D_{blip}^* en fonction de λ_1 . Cette courbe est théorique et a été calculée par Petritz.

D) INFLUENCE SUR LA CONSTANTE DE TEMPS.
— L'influence de la longueur d'onde du rayonnement incident sur la constante de temps est négligeable.

3. Influence de la valeur de l'énergie incidente.

— Les variations du signal (et de la constante de temps) en fonction de l'énergie incidente peuvent être comparées aux variations en fonction de la température puisque variation de flux incident et variation de température agissent directement sur la distance entre les deux niveaux de Fermi (et les distances entre lignes de démarcation) et finalement sur le nombre des centres de recombinaison dans la bande interdite.

Lorsque le flux lumineux croît, les deux niveaux de Fermi s'éloignent l'un de l'autre, donc le nombre de centres de recombinaison augmente et le nombre de trappes diminue. C'est là aussi la fonction de répartition des niveaux d'impuretés et de leurs sections de capture dans la bande interdite qui détermine la loi de variation du signal avec l'énergie incidente. Les relations (6) et (7) nous permettent en effet d'écrire

$$(32) \quad n = \frac{\gamma}{v S_n \mathcal{N}} \quad \text{et} \quad \frac{dn}{d\gamma} = \frac{1}{v S_n \mathcal{N}} \left(1 + \frac{\gamma}{\mathcal{N}} \frac{d\mathcal{N}}{d\gamma} \right).$$

On voit que si les niveaux d'impuretés sont concentrés au voisinage du niveau de Fermi, le nombre $\mathcal{N}$ devient très vite indépendant du flux incident et le signal est alors proportionnel à γ , donc au flux incident.

Enfin, si les niveaux d'impuretés sont concentrés au voisinage des bandes de conduction et de valence, la variation du signal avec le flux incident reste linéaire jusqu'à ce que les niveaux de Fermi atteignent les niveaux d'impuretés. Le signal varie ensuite suivant une puissance fractionnelle de l'intensité lumineuse (saturation). Les variations des durées de vie effectives avec le flux lumineux restent liées au nombre $\mathcal{N}$ des centres de recombinaison. Mais nous devons rappeler que les retards de réponse des détecteurs différant des durées de vie effectives des porteurs (effet de trappes), les variations des retards de réponse avec le flux incident sont différentes. Lorsque l'énergie incidente croît, les retards de réponse se rapprochent des durées de vie effectives des porteurs libres et la constante de temps du détecteur décroît.

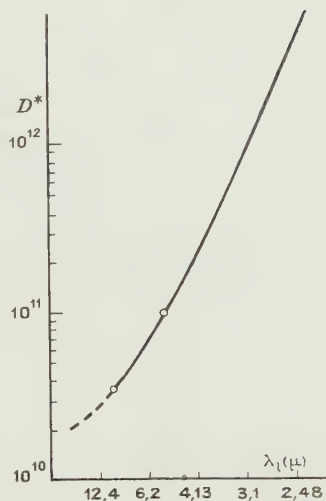


FIG. 32.

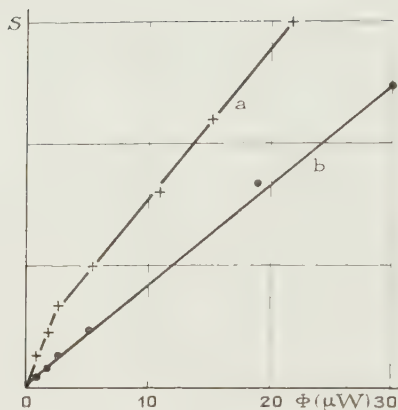


FIG. 33. — En ordonnée, signal S en unité arbitraire. Courbe a, cellule SAT p. m. é. à l'antimoniure d'indium; courbe b, cellule Mullard photorésistante à l'antimoniure d'indium.

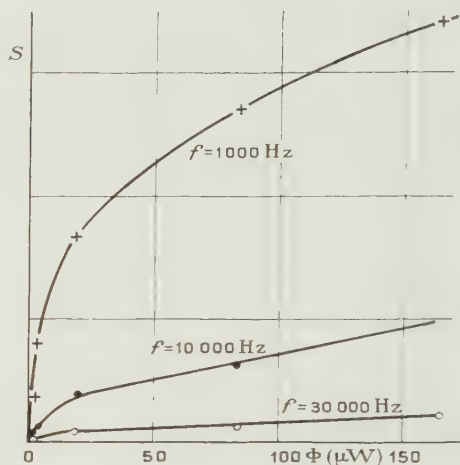


FIG. 34. — Cellule SAT au sulfure de plomb. En ordonnée, signal S en unité arbitraire.

La figure 33 indique les résultats obtenus avec des cellules à l'antimoniure d'indium. Ces cellules sont en principe constituées d'un matériau pur et la conductivité y est intrinsèque; on constate bien la linéarité du signal avec le flux incident malgré un défaut de la cellule à effet p. m. e.

La figure 34 représente les variations du signal en fonction de l'énergie incidente pour différentes fréquences de modulation pour une cellule au sulfure de plomb. Le rapport de ces courbes de variations n'est pas constant et on ne peut introduire la constante de temps qu'en indiquant la valeur de l'énergie incidente correspondante.

La figure 35 représente les variations de τ en fonction de Φ pour une autre cellule au sulfure de plomb.

Nous pouvons déduire de ces différentes mesures les résultats suivants.

Pour une cellule au sulfure de plomb, les variations du signal avec le flux incident peuvent pratiquement être représentées par une loi de la forme $S_f = a_f \Phi / (b_f + c_f \Phi)$, a_f , b_f et c_f étant des constantes pour une fréquence donnée.

La constante de temps étant donnée par (24),

$$\tau = \frac{\sqrt{(S_M/S)^2 - 1}}{2\pi f}$$

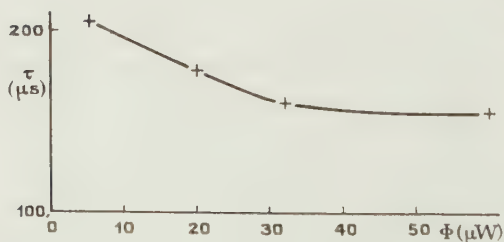


FIG. 35. — Cellule SAT au sulfure de plomb.

est donc une fonction de Φ de la forme

$$\tau = \frac{1}{2\pi f} \frac{\sqrt{A\Phi^2 + B\Phi + E}}{C\Phi + D};$$

en particulier si $S = a_f \Phi$ la constante de temps ne dépend pas du flux incident (cellules à l'antimoniure d'indium).

En résumé, lorsque le signal est

proportionnel au flux incident Φ , la constante de temps est indépendante de Φ (effet de trappes négligeable) ou décroît lorsque Φ croît (effet de trappes) ; lorsque le signal n'est plus proportionnel au flux incident, les variations de la constante de temps dépendent de plus des variations dans le nombre de centres de recombinaison et, d'une façon générale, τ décroît quand Φ croît.

Pour une cellule au sulfure

de plomb, la constante de temps est passée de 200 à 100 μ s quand l'énergie incidente est passée de 6 à 240 μ W alors que le signal variait de 175 à 1 300 mV.

4. *Influence du rayonnement parasite ambiant P_a .* — Bien que ce rayonnement ne soit pas perçu directement sous forme d'un signal (n'étant pas modulé il n'est pas transmis par l'amplificateur), il modifie les propriétés électroniques de la couche sensible et, par conséquent, ses performances. En particulier, il a pour effet d'augmenter le nombre des porteurs libres et d'abaisser la résistance de la couche.

Le signal dû au rayonnement direct décroît quand P_a croît et, par conséquent, la constante de temps décroît également. Ces variations sont à comparer aux variations des mêmes fonctions avec l'énergie Φ directe, mais seule la variation de distance entre les niveaux de Fermi intervient.

Les mesures ont été faites en superposant un flux arbitraire de 100 μ W non modulé au flux direct de 5 μ W. Avec une cellule au sulfure de plomb, le signal est passé de 330 à 230 mV quand on a ajouté le flux parasite, la constante de temps est passée de 220 à 130 μ s.

Les variations de τ et de S avec P_a sont représentées sur la figure 36. Seules les basses fréquences sont influencées par la présence d'un rayonnement ambiant parasite.

Les mesures effectuées sur le bruit de fond avec les cellules au sulfure de plomb ont montré que le bruit de fond propre à la cellule restait supérieur au bruit de rayonnement. Le flux parasite n'a donc aucune action sur B . Toutefois, avec les cellules à l'antimoniure d'indium, la variation du bruit n'est plus négligeable.

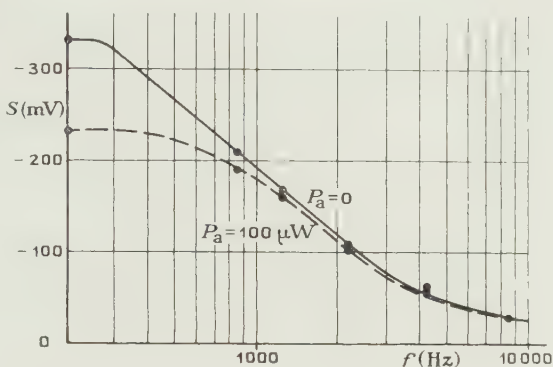


FIG. 36.

TROISIÈME PARTIE

VII. Choix d'un récepteur à l'intérieur d'un groupe donné

1. Afin de pouvoir choisir, pour une application particulière, le récepteur le mieux adapté, nous devons maintenant comparer les cellules d'un même groupe

(PbS, PbTe, PbSe, InSb, Ge dopé à l'or), chaque cellule étant utilisée dans les conditions optimales ainsi définies : alimentation électrique correspondant au rapport S/B maximal, fréquence optimale de modulation, longueur d'onde du maximum de réponse, énergie incidente rapportée au microwatt, rayonnement parasite négligeable, température précisée.

Dans ces conditions, nous allons étudier :

a) le rôle des paramètres propres à chaque cellule mais différents entre les cellules d'un même groupe (résistance, aire de la surface sensible, dimensions) :

b) les relations empiriques déterminées à partir d'une étude statistique entre les valeurs moyennes du pouvoir de détection et de la constante de temps à l'intérieur d'un même groupe.

Nous établissons un tableau des résultats obtenus comprenant, d'une part les caractéristiques de chaque cellule, d'autre part leurs performances respectives (tableau VI).

Les caractéristiques sont représentées par : la surface A , la longueur L , la largeur W , le rapport L/W et la résistance R_c de l'élément sensible.

Les performances sont représentées par :

la réponse R correspondant à l'unité de flux concentré sur toute la surface, exprimée en volts par watt,

le bruit de fond B en microvolts ramené à une largeur de bande de 1 Hz,

la puissance équivalente de bruit (NEP) en watts,

la constante de temps τ en microsecondes,

la longueur d'onde λ_m en microns du maximum de réponse.

L'examen du tableau VI nous permet de constater l'inégalité des résultats. Les cellules PbS (dépôt chimique) 551 et 552 par exemple, de caractéristiques identiques, ont des performances très différentes. Il en est de même des cellules au PbTe 260 et 24. Ces écarts ne peuvent être imputés qu'aux conditions de fabrication (à la répartition des impuretés). Cette dispersion des résultats montre qu'il est nécessaire de disposer d'un grand nombre d'exemples pour pouvoir établir des relations à peu près valables entre les caractéristiques et les performances.

Considérons d'abord les liaisons entre R_c , A et L/W .

A rapports L/W égaux, nous avons dans le groupe I *bis*

$L/W = 1$	A	25	16	4	0,25
	R_c (M Ω)	0,35	0,250 0,275	0,6	0,25

Il n'y a donc pas de loi systématique et la résistance peut être considérée comme indépendante de la surface. D'ailleurs, théoriquement, la résistance dépend du rapport W/Lc (c , épaisseur de la couche) et est donc indépendante de $A = LW$.

A surface égale dans les groupes I et I *bis*

$A = 36 \text{ mm}^2$	L/W	1	4	1	5	$A = 4 \text{ à } 5 \text{ mm}^2$
	R_c (M Ω)	1 à 5	0,09	0,6	0,05	

TABLEAU VI

Caractéristiques

Performances

	N° cellule	A (mm ²)	L (mm)	W (mm)	L/W	R _e (MΩ)	$\mathcal{R}$ (V/W)	B (μV)	NEP (W)	τ (μs)	λ_m (μ)
GROUPE I PbS évaporé sous vide 20° C	1011	36	6	6	1	5	26 000	1,9	7,3 · 10 ⁻¹¹	80	2,2
	1012	36	6	6	1	1,2	14 300	1,7	1,2 · 10 ⁻¹⁰	53	
	1014	36	6	6	1	1	9 700	2	2,1 · 10 ⁻¹⁰	32	
	1022	36	12	3	4	0,09	5 400	1,1	2,1 · 10 ⁻¹⁰	26	
	JA3	25	5	5	1	0,4	30 000	1,1	3,7 · 10 ⁻¹¹	150	
	678	25	5	5	1	1,5	38 000	2,9	7,6 · 10 ⁻¹¹	160	
	D185						1 500 000	20	1,3 · 10 ⁻¹¹	30	
	D183						800 000	10	1,25 · 10 ⁻¹¹	30	
GROUPE I bis PbS dépôt chimique 20° C	551	25	5	5	1	0,35	85 000	2,6	3 · 10 ⁻¹¹	50	2,2
	552	25	5	5	1	0,35	35 000	2,6	7,4 · 10 ⁻¹¹	40	
	151	5	5	1	5	0,05	500 000	8,5	1,7 · 10 ⁻¹¹	500	
	152	5	5	1	5	0,05	650 000	7,4	1,1 · 10 ⁻¹¹	275	
	H1	16	4	4	1	0,275	160 000	2,2	1,4 · 10 ⁻¹¹	300	
	H2	5	5	1	5		500 000	10	2 · 10 ⁻¹¹	500	
	PA	16	4	4	1	0,25	125 000	2,5	3 · 10 ⁻¹¹	300	
	PB	0,25	0,5	0,5	1	0,25	1 000 000	1	10 ⁻¹²	800	
	022	4	2	2	1	0,60	800 000	1,6	5,8 · 10 ⁻¹²	500	
GROUPE II PbTe — 196° C	R20	10	10	1	10	3,5	7 100	2,4	3,3 · 10 ⁻¹⁰	27	4,2
	R29	10	10	1	10	3,5	25 500	2,6	10 ⁻¹⁰	40	
	283	10	10	1	10	0,5	26 000	2,7	10 ⁻¹⁰	80	
	260	5	10	0,5	20	3,8	9 100	2,6	2,9 · 10 ⁻¹⁰	23	
	4	24	12	2	6	12	16 200	2,5	1,5 · 10 ⁻¹⁰	40	
	263	15	10	1,5	6,7	10	38 500	1,6	4 · 10 ⁻¹¹	32	
	845	32	8	4	2	2	40 000	3,1	7,8 · 10 ⁻¹¹	50	
	24	5	10	0,5	20	2,3	71 000	5,8	8,2 · 10 ⁻¹¹	48	
GROUPE III PbSe — 196° C 20° C	217	10	10	1	10	3,4	44 000	2,4	5,4 · 10 ⁻¹¹	13	4,6
	220	10	10	1	10	1,4	27 000	1,9	6,9 · 10 ⁻¹¹	8	
	42	15	10	1,5	6,7	4,5	8 000	2,5	3,2 · 10 ⁻¹⁰	11	
	TSe75	5	5	1	5		87	0,9	10 ⁻⁸	5	
	ZSe38	5	5	1	5		50	0,9	1,8 · 10 ⁻⁸	5	
GROUPE IV InSb p.m.é. 20° C photovoltaï- que — 196° C photorésis- tante 20° C	L22n°4	6	6	1	6	28	13	0,05	4 · 10 ⁻⁹	0,3	5
	ISC301	25	5	5	1	3 000	200	10 ⁻²	5 · 10 ⁻¹¹	0,3	
	PV26	9	3	3	1	3 800	570	10 ⁻¹	1,7 · 10 ⁻¹⁰	5	
	PV 27	9	3	3	1	3 800	410	10 ⁻¹	2,4 · 10 ⁻¹⁰	5	
	Mullard	3	6	0,5	12	50	30	0,06	2 · 10 ⁻⁹	0,3	
— 196° C Ge dopé à l'or	GPC20	25	5	5	1	0,42	1 400	0,8	8 · 10 ⁻¹⁰	20	2,7

Sans pouvoir déduire une loi, nous constatons bien que la résistance est fonction du rapport $(L/W)^{-\alpha}$, α étant un nombre positif théoriquement égal à 1. Mais il peut s'introduire des différences d'épaisseur des couches et des résistances de contact.

Nous pouvons, après ces deux remarques préliminaires, considérer les liaisons entre performances et caractéristiques. Nous comparerons indépendamment les valeurs des réponses $\mathcal{R}$ et des bruits B , puisque leurs variations sont théoriquement indépendantes. Il est ensuite facile de déduire les variations du pouvoir de détection.

2. Comparaisons entre cellules de résistances différentes, toutes choses égales par ailleurs. — Comparons dans les groupes I et III les cellules 1011, 1012, 1014 d'une part, 217, 220 d'autre part.

Nous avons approximativement (et en tenant compte des dispersions déjà signalées) $\mathcal{R} \propto \sqrt{R_c}$, $\tau \propto \sqrt{R_c}$, B indépendant de R_c . La relation $\mathcal{R}/\tau = \text{Cte}$ est assez bien vérifiée.

Les groupes II et IV ne permettent pas d'obtenir confirmation de ces lois.

3. Comparaisons entre cellules de rapport L/W égal mais de surfaces différentes. — Pour les groupes I et I bis, nous avons (pour des résistances à peu près équivalentes) le tableau VII, soit approximativement $\mathcal{R} \propto 1/A^\beta$, $\tau \propto 1/A^\beta$, $\mathcal{R}/\tau = \text{Cte}$, B indépendant de A , β positif.

TABLEAU VII

A	25	16	4	0,25	36	25
$\mathcal{R}$	85 000 à 35 000	125 000 à 160 000	800 000	10^6	9 700 à 14 300	30 000 à 38 000
B	2,6	2,2 à 2,5	1,6	1	1,7 à 2	1,1 à 2,9
τ	40 à 50	300	500	800	32 à 53	150 à 160

En général, les constructeurs admettent que le signal est indépendant de la surface à éclairement constant, c'est-à-dire à flux constant une loi $\mathcal{R} \propto 1/A$. Il semble assez difficile d'établir des relations rigoureuses et de déterminer β avec précision.

4. Comparaisons entre cellules de surface égale de rapports L/W différents. — Nous avons vu que $R_c \propto 1/(L/W)^\alpha$ et que $\mathcal{R} \propto \sqrt{R_c}$; nous retrouvons donc $\mathcal{R} \propto (L/W)^{-\alpha/2}$ et $\tau \propto (L/W)^{-\alpha/2}$.

Ces lois sont vérifiées dans les groupes I et I bis.

Remarque concernant le bruit et les variations de NEP. — L'étude présentée au chapitre VI nous a montré l'influence des conditions d'alimentation électrique

sur le bruit de fond. Or, nous nous sommes placée, pour les mesures, dans les conditions optimales pour le rapport signal/bruit. Les densités de courant ne sont pas forcément identiques et les variations du bruit de fond avec les caractéristiques ne suivent pas de lois bien déterminées.

Nous remarquons pourtant que les cellules au sulfure de plomb (dépôt chimique) ont un bruit de fond plus élevé lorsqu'elles sont rectangulaires (à surface égale) et que les cellules au sulfure de plomb D185 et D183, dont la surface est très irrégulière, présentent également un bruit de fond très élevé.

Sauf dans ces deux cas, les valeurs mesurées pour les bruits de fond sont toutes du même ordre de grandeur et les variations du pouvoir de détection avec R_c , A et L/W sont analogues aux variations de réponse.

Le cas des cellules à l'antimoniure d'indium doit être traité séparément, puisque ces cellules sont constituées de matériau pur ; leur bruit prédominant n'est plus un bruit en $1/f$ mais le bruit de Johnson de leur résistance propre et varie par conséquent comme $\sqrt{R_c}$.

5. **Résultats.** — Nous rassemblons dans le tableau VIII les différentes lois obtenues pour un même groupe de cellules.

TABLEAU VIII

Fonction Variable	$\mathcal{R}$	τ	B	R_c
R_c	$\sqrt{R_c}$	$\sqrt{R_c}$	indépendant	
A	$A^{-\beta}$	$A^{-\beta}$	indépendant	indépendant
$\frac{L}{W}$	$\left(\frac{L}{W}\right)^{-\frac{\alpha}{2}}$	$\left(\frac{L}{W}\right)^{-\frac{\alpha}{2}}$	indépendant	$\left(\frac{L}{W}\right)^{-\alpha}$
τ	τ			

6. **Comparaisons entre les valeurs du pouvoir de détection et de τ .** — A l'intérieur d'un même groupe de cellules nous avons dégagé une loi de proportionnalité entre la réponse et la constante de temps. Cette loi permet d'écrire la formule (24) sous la forme

$$\mathcal{R}(f) = a \tau / (1 + 4 \pi^2 f^2 \tau^2)^{1/2},$$

a étant une constante.

On voit ainsi que le rapport des réponses de deux cellules, dont les constantes de temps sont τ_1 et τ_2 , est, pour la fréquence f ,

$$\frac{\mathcal{R}_1(f)}{\mathcal{R}_2(f)} = \frac{\tau_1}{\tau_2} \sqrt{\frac{1 + 4 \pi^2 f^2 \tau_2^2}{1 + 4 \pi^2 f^2 \tau_1^2}}.$$

Pour les fréquences élevées on a donc $\mathcal{R}_1(f)/\mathcal{R}_2(f) = 1$. Quelles que soient les constantes de temps, les réponses deviennent égales à partir d'une certaine fré-

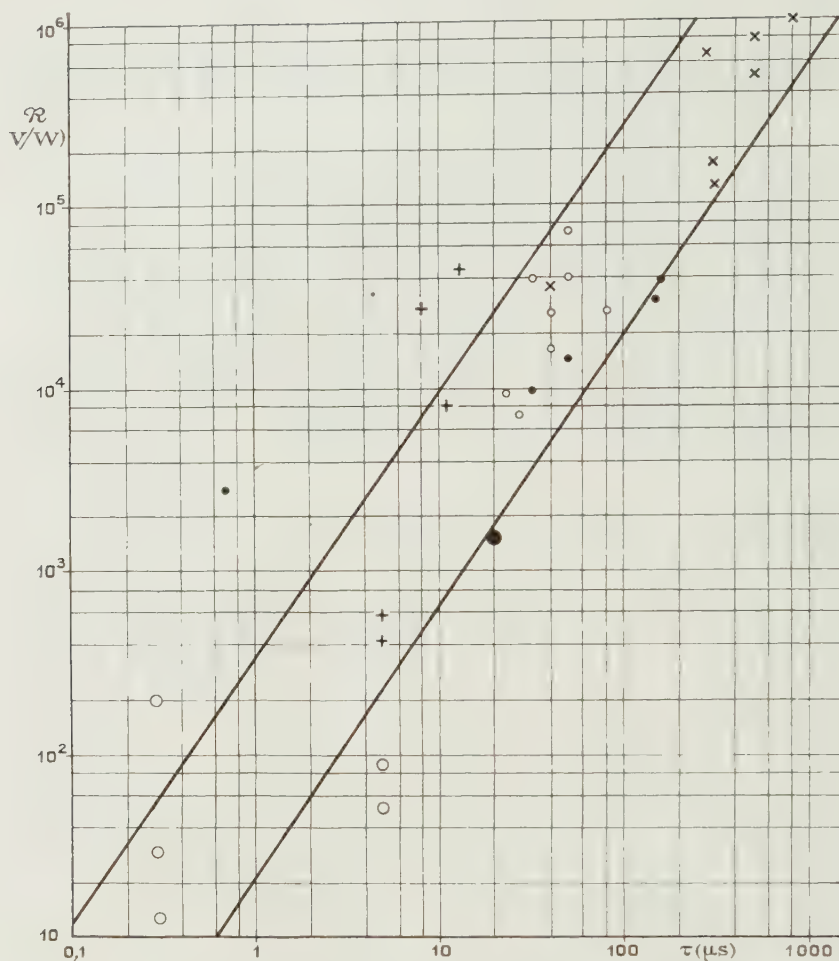


FIG. 37.

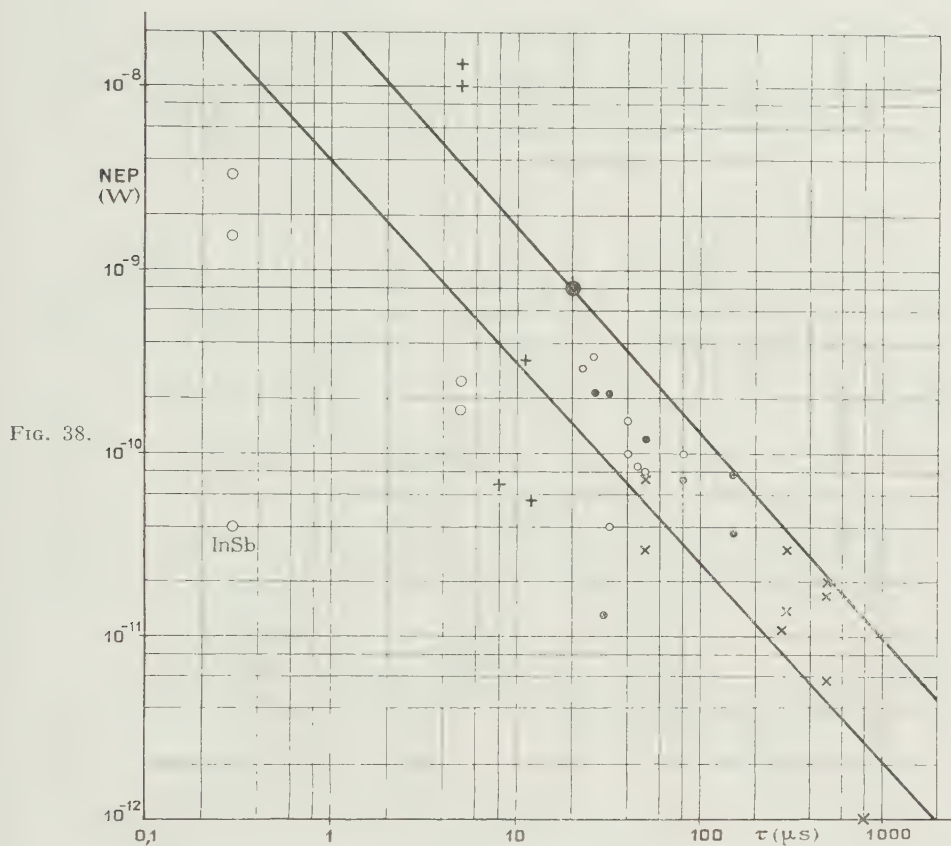
quence. On aura donc toujours intérêt à utiliser le récepteur ayant la plus grande constante de temps, ceci quelle que soit la fréquence. Toutefois, la loi $\mathcal{R} = a \tau$ n'est qu'approchée et l'on peut espérer trouver, à l'intérieur de certaines limites, des récepteurs à la fois plus sensibles et plus rapides.

La remarque faite au paragraphe VII.4 sur les variations du bruit de fond dans les conditions optimales permet encore d'assimiler les variations du pouvoir de détection à celles de la réponse.

VIII. Choix d'un récepteur d'infrarouge

Nous pouvons maintenant traiter le problème le plus général en considérant l'ensemble des cellules sensibles à l'infrarouge.

1. Réponse et constante de temps. — Représentons tout d'abord sur un gra-



phique chaque cellule étudiée en portant en ordonnée la valeur de la réponse (dans les conditions du chapitre précédent) et en abscisse la valeur de la constante de temps (fig. 37).

Remarquons que si les valeurs des puissances α et β des relations $R \propto A^{-\beta}$ et $\mathcal{R} \propto (L/W)^{-\alpha/2}$ [chapitre VII] avaient pu être déterminées avec précision, il nous suffirait de représenter chaque groupe de cellules par un seul point. En raison de la dispersion des résultats, il semble préférable de représenter chaque cellule.

On constate que ces points sont situés au voisinage d'une courbe représentant la fonction $\mathcal{R} = a\tau^{3/2}$, où a est une constante (fonction représentée sur la fig. 37 pour deux valeurs de a).

Dans ces conditions, pour une fréquence élevée, le rapport des réponses de deux cellules de types différents, de constantes de temps τ_1 et τ_2 , est

$$R_1(f)/R_2(f) = \sqrt{\tau_1/\tau_2}.$$

La cellule ayant la plus grande constante de temps donne toujours la réponse maximale.

2. Pouvoir de détection et constante de temps. — Le résultat précédent ne

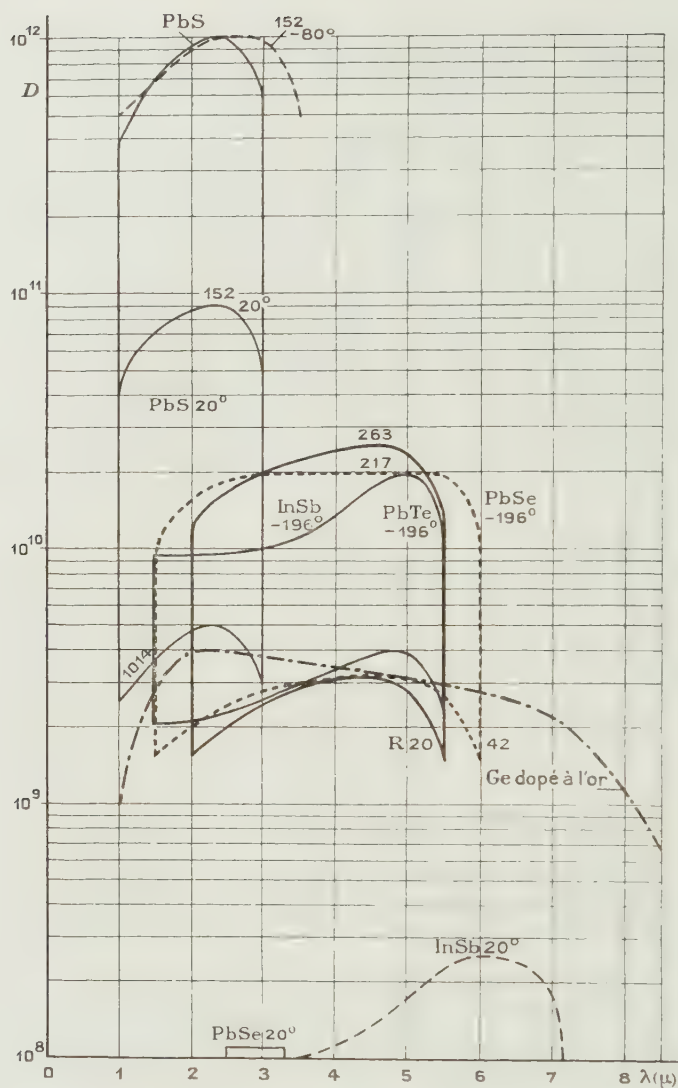


FIG. 39.

s'applique plus entièrement (fig. 38). En effet, les cellules à l'antimoniure d'indium ne suivent plus la loi générale. Grâce à leur bruit de fond très faible, elles permettent d'obtenir à la fois un court retard de réponse et un pouvoir de détection élevé.

Dans les autres cas et à part quelques cellules isolées, on retrouve une loi analogue à la loi des variations de réponse en fonction de la constante de temps.

3. Pouvoir de détection et longueur d'onde optimale. — Les comparaisons précédentes ont été faites au maximum de sensibilité de chaque récepteur. Or, le choix du récepteur est d'abord déterminé par le domaine spectral à étudier. La baisse de sensibilité vers les grandes longueurs d'onde est brutale, sauf dans le cas du germanium dopé à l'or. Dans ce cas, l'or prolonge la courbe de sensibilité

jusqu'à $8\ \mu$, alors que le maximum de sensibilité du germanium est situé aux environs de $2\ \mu$.

La figure 39 donne une représentation schématique des résultats obtenus pour le pouvoir de détection en fonction de la longueur d'onde.

CONCLUSIONS

Les problèmes de spectrométrie sont définis par un ensemble de conditions concernant : la longueur d'onde du rayonnement à étudier, la résolution et la luminosité nécessaires, le retard de réponse.

Les deux premières conditions permettent de déterminer le spectromètre le mieux adapté. Le détecteur doit donc satisfaire, d'une part aux conditions de géométrie imposées par le spectromètre, d'autre part aux conditions de retard de réponse.

Nous avons établi, dans les chapitres précédents, des lois de variation entre performances et caractéristiques qui doivent permettre de choisir au mieux le récepteur. Deux restrictions doivent être apportées : a) ces lois ne sont qu'approchées car les défauts techniques de fabrication donnent des résultats très dispersés ; b) les mesures ne portent que sur un nombre limité de récepteurs et tous les cas possibles n'ont pu être réunis.

On peut néanmoins utiliser les principes suivants :

on choisit parmi les récepteurs, sensibles dans le domaine spectral que l'on veut étudier, le type de matériau qui donne, d'après la figure 39, le pouvoir de détection le plus élevé ;

on recherche les surfaces minimales compatibles avec les conditions optiques du spectromètre ;

on utilise de préférence des récepteurs carrés et l'on choisit la température qui donne la réponse la plus élevée ;

quelles que soient les conditions de retard de réponse, on utilise le récepteur ayant la plus grande constante de temps dans le type choisi.

Je tiens à remercier la Direction de l'O. N. E. R. A. de m'avoir permis la réalisation de ce travail en mettant à ma disposition toutes les facilités des laboratoires. Je remercie Mr Arnulf, Professeur à la Faculté des Sciences de l'Université de Paris, et Mr Véret, Chef de la Division Optique de l'O. N. E. R. A., pour l'intérêt et l'encouragement qu'ils ont toujours portés à cette étude. Je suis spécialement reconnaissante à Mr Girard pour son inspiration et ses conseils constructifs qui m'ont constamment guidée. Je remercie également le personnel du groupe de recherches optiques de l'O. N. E. R. A. et, en particulier, Mr Fergant de l'aide précieuse apportée dans la partie expérimentale.

Manuscrit reçu le 23 août 1961.

RÉFÉRENCES

- [1] R. H. BUBE, Photoconductivity of solids, éd. J. Wiley, New York, 1960.
- [2] P. AIGRAIN & F. ENGLERT, Les semi-conducteurs, éd. Dunod, Paris, 1958.

- [3] R. A. SMITH, Semiconductors, Cambridge Univ. Press, 1959.
 - [4] G. R. PRUETT & R. L. PETRITZ, Detectivity and preamplifier considerations for InSb photovoltaic detectors, *Proc. Inst. Radio Engrs*, t. **47**, 1959, p. 1524.
 - [5] J. BERNAMONT, Fluctuations de potentiel aux bornes d'un conducteur métallique de faible volume parcouru par un courant, *Ann. Physique* [11], t. **7**, 1937, p. 71.
 - [6] R. A. SMITH, F. E. JONES & R. P. CHASMAR, Detection and measurement of infrared radiation, Clarendon Press, Oxford, 1957.
 - [7] R. CLARK JONES, Performance of detectors for visible and infrared radiation, *Advances in Electronics*, t. **5**, Acad. Press. Inc., New York, 1953.
 - [8] J. G. GOODENOUGH, Cooling techniques for infrared detectors, *Proc. Inst. Radio Engrs*, t. **47**, 1959, p. 1514.
 - [9] R. GAUTHIER, H. MAILLET & M^{lle} L. RECART, Utilisation des récepteurs thermoélectriques dans l'infrarouge, Note technique O. N. E. R. A., 1952.
 - [10] M^{me} N. LOUISNARD & J. LAFON, Courbe spectrale d'énergie du rayonnement du corps noir, Note technique O. N. E. R. A., 1961.
 - [11] J. C. DE Vos, Evaluation of the quality of a blackbody, *Physica*, t. **20**, 1954, p. 669.
 - [12] P. FLEURY, Mesures sur le rayonnement du corps noir en vue de son emploi comme étalon primaire d'intensité lumineuse, *Ann. Physique* [10], t. **5**, 1926, p. 265.
 - [13] R. DELTHEIL, Erreurs et moindres carrés, éd. Gauthier-Villars, Paris, 1930.
 - [14] A. ROSE, Performances of photoconductors, *Proc. Inst. Radio Engrs*, t. **43**, 1955, p. 1860.
 - [15] R. L. PETRITZ, Fundamentals of infrared detectors, *Proc. Inst. Radio Engrs*, t. **47**, 1959, p. 1458.
-

DIXMIER	T	Mathématiques (M.P.C.).	LENDER	Biologie Animale (S. P. C. N.) (Orsay).
SOUCHAY	T	Chimie (P. C. B.).	MAGAT	Physico-chimie des rayonnements.
AIGRAIN	T	Electrotechnique générale.	Mlle QUINTIN	T Electrochimie.
BRUSSET		Chimie minérale.	MONOD	T Biochimie Cellulaire.
M. LÉVY	T	Physique théorique des hautes Energies (Orsay).	BENOIT	T Physiol. Anim. (Orsay).
M ^{me} CHAIX	T	Chimie biologique.	DE POSSEL	T Analyse numérique.
M ^{me} HUREL-PY		Biologie Végétale (P.C.B.).	CHARLOT	T Chimie analytique.
PIAUX	T	Chimie (S. P. C. N.).	HAISSINSKY	T Radiochimie.
BRUN	T	Mécan. expérimentale des fluides.	LEMÉE	T Physiol. B. M. P. V. (Orsay).
LEDERER	T	Chimie biologique.	GUÉRIN	T Chimie (Orsay).
M ^{me} DUBREIL	T	Mathématiques (Agrég.).	CHATELET M.	Chimie (P. C. B.).
M ^{me} LELONG	T	Mathématiques (E.N.S.).	JEAN	Physique (Orsay).
BELLAIR	T	Géologie (S. P. C. N.).	MATTLER	T Physique.
COTTE	T	Physique (M. P. C.).	MICHEL Louis	Physique théor. (Orsay).
DUBOIS J. E.	T	Chimie (M. P. C.).	RUMPF	Chimie (P. C. B.).
LAMOTTE	T	Zoologie (E. N. S.).	BERGERARD	Biol. Anim. (S. P. C. N.) (Orsay).
MICHEL André	T	Chimie Minérale (Orsay).	BERTEIN	Electronique (Orsay).
OLMER	T	Energétique générale.	BOUSSIÈRES	Chimies des Radioéléments (Orsay).
ROUAULT	T	Physique.	M ^{me} COUTURE	Thermodynamique et Mécanique Physique.
GAUTHIER	T	Mécanique appliquée.	ELLENBERGER	Géologie appliquée.
BARCHIEWITZ	T	Chimie Physique.	FRANC	Biol. Animale (P. C. B.).
BROSSEL	T	Physique atomique.	SCHNELL	Botanique tropicale (Orsay).
BUSER		Biologie animale (P.C.B.).	STOLKOWSKI	Biol. Animale (P. C. B.).
CAMUS		Biologie végétale (P.C.B.).	ACHER	Chimie Biol. (Orsay).
CASTAING	T	Physique (Orsay).	BAUDOIN	Biologie.
CURIEN	T	Minéralogie et Cristallographie.	BEAUMONT	Biologie animale.
MOYSE	T	Physiologie végétale (Orsay).	BLAMONT	Géophysique Ionosphère.
PANNETIER	T	Chimie (Orsay).	BOURREAU	Biologie Végétale (S. P. C. N.) Orsay.
POSSOMPES	T	Biologie Animale (P.C.B.).	CURIE D.	Physique (M. G. P.).
PULLMANN		Chimie théorique.	DURAND-DELGA.	Géologie.
TEILLAC	T	Physique Nucléaire et Radioactivité.	FRÉON	Chimie Organique (Orsay).
TONNELAT		Biologie physico-chim.	HELLER	Physiologie végétale.
VILLE	T	Econométrie.	TORTRAT	Calcul des Probabilités.
WILLEMART		Chimie (P. C. B.).	CAILLEUX	Géologie (S. P. C. N.).
DODE	T	Chimie (Orsay).	MAGNAN	T Physique (P. C. B.).
FREYMANN	T	Physique (S. P. C. N.).	DAUDEL	Mécanique ondulatoire appliquée à la chimie théorique et à la Physique nucléaire.
GUINOCHET	T	Biologie Vég. (Orsay).	M ^{me} FOURCROY	Biologie Végétale (S. P. C. N.).
ROLLET	T	Chimie (P. C. B.).	BARRAUD	Physiologie Cellulaire.
M ^{me} JOSIEN	T	Chimie (P. C. B.).	NOIROT	Evolution des êtres organisés.
CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes.	M ^{me} FOURÉS-BRUHAT	T Mécan. Analytique et Mécanique céleste.
ARNOULT	T	Electronique (Orsay).	M ^{me} VEIL	Physiologie Générale.
CHAPELLE	T	Physique (Orsay).	LWOFF	T Microbiologie.
DELANGE	T	Mathématiques (Orsay).	SIESTRUNCK	T Mécanique physique et expérimentale.
DENY	T	Mathématiques Générales (Orsay).	LACOMBE	T Métallurgie (Orsay).
GERMAIN	T	Mécanique théorique des fluides.	BROCHARD	T Physique P. C. B. (Orsay).
LUCAS G.	T	Géologie.	CABANNES	T Mécanique générale.
ALLARD		Chimie Physique.	LESIEUR	T Mathématiques M. P. C. (Orsay).
BERTHELOT	T	Physique Fondamentale des Hautes Energies (Orsay).	MAZET	T Mécanique générale (Orsay).
BRICARD		Météorologie.		
M ^{me} ALBE-FESSARD ..		Psychophysiologie.		
FRIEDEL		Physique des Solides (Orsay).		
M. JULIA		Chimie Organ. Structurale.		

Secrétaire général.....R. POUILLAIN.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Etalon Fabry-Perot sphérique

Vu et approuvé :

Paris, le 21 Juin 1961

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

J. PÉRÈS.

Vu et Permis d'imprimer :

le Recteur de l'Académie de Paris,

Jean SARRAILH.

